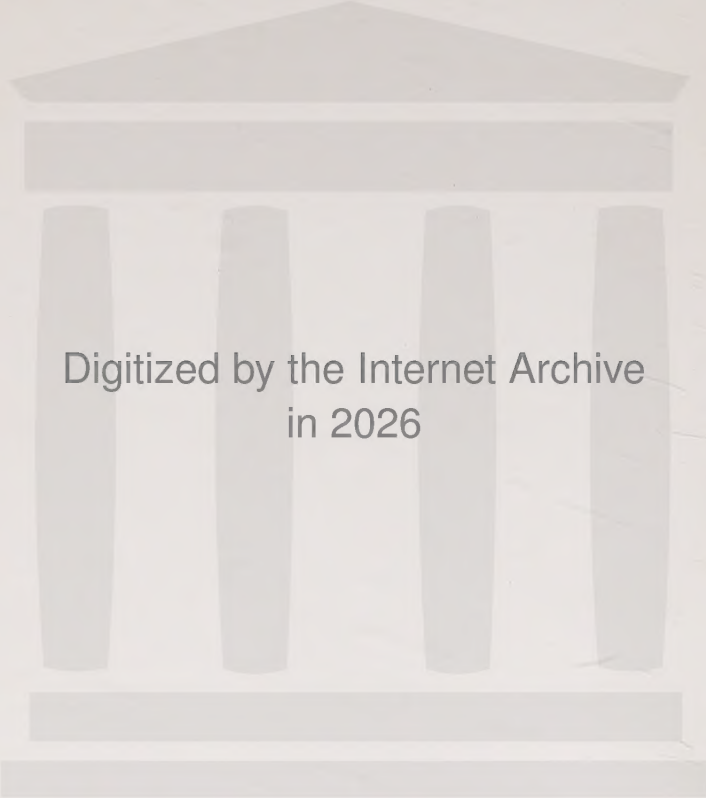


Neues Teilchenmodell
bei
kohärenten Kobalt-Ausscheidungen

Günter Abersfelder

—

1976



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551907_0020

Neues Teilchenmodell bei kohärenten Kobalt-Ausscheidungen

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Günter Abersfelder

1976



1. Referent ; Prof.Dr.K.Stierstadt
2. Referent : Prof.Dr.W.Schmatz, Jülich
3. Referent : Prof.Dr.J.Peisl

Tag der mündlichen Prüfung: 20.Dezember 1976

INHALTSVERZEICHNIS:

1.	EINLEITUNG	1
2.	PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN DES EXPERIMENTS	5
2.1.	Magnetische Eigenschaften von Einbereichsteilchen	5
2.1.1.	Magnetische Vorzugsrichtungen und Energieschwelle zwischen leichten Richtungen bei	5
2.1.1.1.	Kristallanisotropie	5
2.1.1.2.	Formanisotropie	7
2.1.1.3.	Spannungsanisotropie	13
2.1.1.4.	Magnetische Wechselwirkungsanisotropie	14
2.1.1.5.	Thermische Energie	17
2.1.1.6.	Elastische Wechselwirkungsenergie	20
2.1.2.	Größe der Koerzitivfeldstärke	26
2.1.2.1.	bei homogener Rotation und Curling	26
2.1.2.2.	in verschiedenen Teilchenrichtungen	30
2.1.2.3.	bei Teilchenmischungen	32
2.2.	Neutronenkleinwinkelstreuung (NKWS)	34
2.2.1.	Kernstreuung	35
2.2.2.	Magnetische Streuung	38
3.	EXPERIMENTELLE DURCHFÜHRUNG UND ERGEBNISSE	41
3.1.	Probenpräparation	41
3.1.1.	Homogenisieren	41
3.1.2.	Glühen im Magnetfeld	42
3.2.	Magnetische Messungen	44
3.2.1.	Meßprinzip	44
3.2.2.	Magnetisierungskurven	46
3.2.3.	Darstellung der Werte von H_C	49

II

3.3.	Neutronenkleinwinkelstreuung (NKWS)	53
3.3.1.	Meßprinzip und Anordnung	53
3.3.2.	Streukurven und ihre Auswertung	55
3.3.2.1.	Aufnahme und Aufbereitung der Streudaten	55
3.3.2.2.	Streumassenradius	57
3.3.2.3.	Darstellung der R_g -Werte	59
3.3.2.4.	Anordnung der Ausscheidungen	61
3.3.2.5.	Anzahl der Ausscheidungen	63
4.	DISKUSSION	66
4.1.	Teilchenmodell	66
4.2.	Modell und Messungen	66
4.2.1.	Neutronenstreuemessungen	66
4.2.2.	Magnetische Messungen	67
4.2.3.	Ergebnis aus der NKWS und magnetischen Messungen	75
4.3.	Vergleich mit anderen Autoren	76
5.	ZUSAMMENFASSUNG	82
ABBILDUNGEN	29-31	84
LITERATURVERZEICHNIS		90

1. Einleitung

In einem makroskopischen, ferromagnetischen Kristall erfolgt die Ummagnetisierung über eine Verschiebung der Blochwände, wofür im allgemeinen bereits sehr kleine Magnetfelder - klein im Vergleich zur Größe der Kristallanisotropie des Materials - genügen. Verringert man die Lineardimensionen des Kristalls, so kann unterhalb einer kritischen Größe die magnetostatische Energie des gesättigten kleinen Kristalles durch Ausbildung einer Blochwand nicht mehr verringert werden und es liegt ein Ein-domänenteilchen (Einbereichsteilchen) vor. Hier erfolgt die Änderung der Magnetisierungsrichtung nicht über eine Wandverschiebung sondern geschieht durch eine Drehung der Magnetisierung als Ganzes (kohärente Rotation), die durch die Kristallanisotropie behindert wird und deshalb ein Feld in der Größenordnung der Kristallanisotropie ($\approx 10^5$ A/m) erfordert.

Bei nicht kugelförmigen Teilchen liegt außerdem magnetische Formanisotropie vor, da die Energiedichte des Teilchens in seinem eigenen entmagnetisierenden Feld von der Magnetisierungsrichtung abhängt. Dadurch kann die Ummagnetisierung entscheidend erschwert werden, eine Tatsache, die bei der Herstellung "hartmagnetischer" Werkstoffe durch zueinander parallel liegende, nadelförmige Teilchen ihre technische Anwendung findet.

Betrachtet man nun ein System von identischen, magnetisch voneinander unabhängigen, ferromagnetischen Einbereichsteilchen,

so bewirkt die thermische Energie eine Schwankung der Magnetisierungsrichtung und damit eine endliche Wahrscheinlichkeit der Magnetisierungsumkehr ohne äußeres Feld, was sich in einer Abnahme der resultierenden Magnetisierung M des Teilchenkollektivs äußert. Die Teilchengruppe zeigt superparamagnetisches Verhalten, wenn die resultierende Magnetisierung M in einem Feld H bereits vor Abschluß der Messung ihren thermodynamischen Gleichgewichtswert annimmt. Die Grenze zwischen superparamagnetischem und stabilem Eindomänenverhalten wird durch Formanisotropie entscheidend mitbestimmt. Da bereits geringe Abweichungen von der Kugelgestalt beträchtliche Auswirkungen auf die effektive Anisotropie haben, ist die Kenntnis der Teilchenform unerlässlich.

In der vorliegenden Arbeit werden im einkristallinen System Cu - 1at% Co kleine ferromagnetische Kobalt-Ausscheidungen untersucht. Das System Cu-Co wird gewählt, da es metallurgisch relativ einfach überschaubar ist. Kobalt scheidet sich kohärent in Kupfer aus und seine Gitterkonstante unterscheidet sich von der von Kupfer nur um ca. 2%. Die Kohärenz der Kobaltausscheidungen bleibt bis zu Teilchenradien $R \approx 270 \text{ \AA}$ [3] erhalten. Außerdem sind aus sehr vielen Literaturbeiträgen zahlreiche Einzelheiten über die Probenpräparation, das Wachstum des mittleren Ausscheidungsvolumens und die Größenverteilung der Teilchen bekannt. In diesen Beiträgen wird die Größe der Kristallanisotropie bestimmt, es wird der Übergang vom Eindomänen- zum Mehrdomänenverhalten bei Teilchen mit einem Radius $R \approx 200 \text{ \AA}$ [4] gefunden und die Form von Teilchen mit $R > 200 \text{ \AA}$ untersucht.

Hingegen kann bei Ausscheidungen bis zu einer Größe $R \leq 150 \text{ \AA}$ zwar festgestellt werden [2,5], daß hier eine Anisotropie vorliegt, die als schwache Formanisotropie gedeutet werden kann, jedoch ist ungeklärt:

- welche Form die Teilchen haben (abgeplattete oder elongierte Rotationsellipsoide);
- wie groß die Formanisotropie ist;
- zwischen welchen kristallographischen Richtungen die Formanisotropie sich ausbildet; und
- wodurch das Teilchenwachstum in einer bestimmten Richtung erfolgt.

So findet Rodbell [53] aus Untersuchungen der ferromagnetischen Resonanz die Symmetrieachse der Teilchen parallel zu $[100]$ orientiert. Für kleinere Ausscheidungen sieht er eine "kubische Teilchensymmetrie (d.h. Kugeln oder Würfel etc., deren magnetostatische Energie im gesättigten Zustand unabhängig von der Richtung ist)" am besten mit der Beobachtung verträglich. Bei größer werdenden Teilchen findet er leicht abgeplattete Rotationsellipsoide. Berghout [54], der während des Teilchenwachstums ein starkes Magnetfeld anlegt, nimmt Drehmomentkurven auf. Hieraus leitet er ein Modell von in $[100]$ elongierten Rotationsellipsoiden ab. Die Richtung des Magnetfeldes während des Glühens bestimmt demnach, in welchen $[100]$ -Richtungen die langen Achsen liegen. Mit diesem Modell kann Berghout jedoch nicht alle experimentellen Ergebnisse befriedigend beschreiben.

Ernst [2] findet mit Neutronenkleinwinkelstreuung in $[111]$ - Richtung elongierte Teilchen.

Und schließlich findet Gärtner [5] an der Probe von Ernst [2] eine Teilchenorientierung in $[100]$, ohne allerdings die genaue Form angeben zu können.

Ziel dieser Arbeit ist es deshalb, Klarheit über die Form der Teilchen sowie über die Lage der Symmetrieachsen bezüglich der Kristallachsen der Kupfermatrix zu schaffen. Die Idee des Experimentes besteht darin, mit einem starken Magnetfeld das Teilchenwachstum zu beeinflussen und die Teilchenachsen auszurichten. Form und Größe der erwarteten, ausgerichteten Rotationsellipsoide sollen direkt mit der Neutronenkleinwinkelstreuung bestimmt werden. Die Magnetisierungskurven sollen bei $T = 300 \text{ K}$ und bei $T = 77 \text{ K}$ in unterschiedlichen kristallographischen Richtungen untersucht werden. Es besteht begründete Hoffnung, daß durch diese Kombination einer mikroskopischen und einer makroskopischen Meßmethode ein Modell gefunden werden kann, das alle Beobachtungen zu erklären erlaubt.

2. Physikalische Grundlagen des Experimentes

2.1. Magnetische Eigenschaften von Einbereichsteilchen

2.1.1. Magnetische Vorzugsrichtung und die Energieschwelle zwischen leichten Richtungen.

Die magnetischen Eigenschaften in einem ferromagnetischen Kristall werden durch die Kristallstruktur, die Vorgeschichte der Probe und die Form der magnetischen Teilchen bestimmt. Für das Verständnis der Magnetisierungsprozesse ist die Art der auftretenden Anisotropieerscheinungen und deren relative Größe wesentlich, da die stärkste Anisotropie die Lage der spontanen Magnetisierung bestimmt.

2.1.1.1. Die Kristallanisotropie

Mit Kristallanisotropie bezeichnet man die Erscheinung, daß die freie Energie eines ungestörten ferromagnetischen Kristalls von der Richtung der spontanen Magnetisierung bezüglich der Kristallachsen abhängt. In kristallographischen Vorzugsrichtungen, die von der Kristallsymmetrie abhängen, besitzt die freie Energie ein Minimum (leichte Richtungen). Für kubische Kristallsymmetrie ist die Kristallenergiedichte F_K [6, S.441] gegeben durch

$$(1) \quad F_K = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + K_2 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) ,$$

wobei die α_i die Richtungskosinus der Magnetisierung bezüglich der kubischen Achsen, K_1 und K_2 temperaturabhängige Konstanten sind. Wenn $|K_1| > |K_2|$, dann ergibt sich für

$K_1 > 0$, daß die $[100]$ -Richtungen leichte Richtungen sind

und für

$K_1 < 0$, daß die $[111]$ -Richtungen leichte Richtungen sind.

Die Energieschwelle ΔE_K zwischen zwei benachbarten leichten Richtungen ist für ($K_2 \ll K_1$) durch [6]

$$(2) \quad \Delta E_K = \gamma_K \cdot |K_1| \cdot V$$

gegeben:

Hierbei ist K_1 die Kristallanisotropiekonstante, V das Teilchenvolumen und γ_K ein Faktor, der bei kubischer Kristallanisotropie folgende Werte annimmt:

$$(3) \quad \gamma_K = \begin{cases} 1/4 & \text{für leichte Richtung in } [100] , \\ 1/12 & \text{für leichte Richtung in } [111] . \end{cases}$$

Kohärent in Kupfer ausgeschiedenes Kobalt besitzt ein kubisch flächenzentriertes Gitter. Für k.f.z. Kobalt wird die Kristallanisotropiekonstante [16,17,53] angegeben mit

$$\begin{aligned}
 (4) \quad K_1 &= - 7.5 \times 10^4 \left[\text{Ws/m}^3 \right], & \text{für } T = 300 \text{ K}; \\
 K_1 &= - 1.1 \times 10^4 \left[\text{Ws/m}^3 \right], & \text{für } T = 873 \text{ K}; \\
 &\text{und} \\
 K_2 &= \frac{1}{5} K_1, & \text{für } T = 300 \text{ K}.
 \end{aligned}$$

Die leichten Richtungen der Kristallanisotropie liegen in $[111]$. Für die Energieschwelle gilt bei $T = 300 \text{ K}$

$$\begin{aligned}
 (5) \quad \frac{\Delta E_K}{V} &= \frac{1}{12} |K_1| = 6.25 \times 10^3 \left[\text{Ws/m}^3 \right] \\
 &= 3.9 \times 10^{22} \left[\text{eV/m}^3 \right].
 \end{aligned}$$

In Abb.29 ist die Schwellenenergie in eV für mehrere Teilchengrößen angegeben.

2.1.1.2. Formanisotropie

Ein ferromagnetisches Teilchen werde durch ein langgestrecktes Rotationsellipsoid mit den Halbachsen $a > b = c$ und $m = a/b > 1$ angenähert. Da bekanntlich dessen Magnetisierung und das innere Feld homogen sind, ist die Energiedichte im entmagnetisierenden Feld gegeben durch [6, S.280]

$$\begin{aligned}
 (6) \quad F_M &= \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 (N_b - N_a) \sin^2 \varphi \\
 &= K_F \cdot \sin^2 \varphi .
 \end{aligned}$$

Dabei sind N_a , N_b die Entmagnetisierungsfaktoren in den Hauptachsenrichtungen, M_S die Sättigungsmagnetisierung, μ_0 die magnetische Feldkonstante ($4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am), φ der Winkel zwischen Magnetisierung und langer Hauptachse a und K_F die Formanisotropiekonstante (Abb.1).

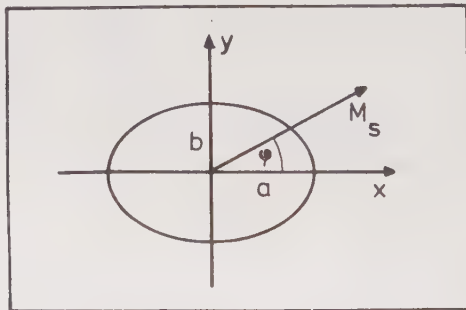


Abb.1 Zur Erklärung der Formanisotropie

Bei der Beziehung (6) handelt es sich um eine uniaxiale Anisotropie, wobei die lange Achse leichte Richtung ist.

Die Energiedifferenz ΔE_F zwischen schwerer ($\varphi = \pi/2$) und leichter Richtung ($\varphi = 0$) ist analog zur vorher eingeführten Schwellenenergie [6] .

$$\begin{aligned}
 \Delta E_1 &= \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 (N_b - N_a) \cdot V \\
 (7) \quad &= K_F \cdot V .
 \end{aligned}$$

Hierbei ist K_F in (6) definiert; V ist das Volumen des Teilchens.

Nimmt man bei einem Co-Teilchen eine Abweichung von der Kugelgestalt von nur $m = a/b = 1.03$ an, so ergibt sich nach Osborn [8] und Kneller [7, S.100] $\Delta N = (N_b - N_a) = 0.014$ und mit $M_S(T = 300 \text{ K}) = 1.29 \times 10^6 \text{ A/m}$ [18]

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta E_1}{V} &= 1.46 \times 10^4 \text{ [Ws/m}^3\text{]} \\
 (8) \quad &= 9.11 \times 10^{22} \text{ [eV/m}^3\text{]} .
 \end{aligned}$$

Der Vergleich mit Gl.(5) oder Abb. 29 zeigt, daß bereits für eine kleine Elongation ΔE_1 größer werden kann als ΔE_K .

Es soll nun die Formanisotropie eines Teilchens mit mehrachsiger Symmetrie betrachtet werden. Dazu wird ein Teilchenmodell aus zwei oder drei gleichen, sich rechtwinklig durchdringenden Rotationsellipsoiden (Abb.2) zusammengesetzt.

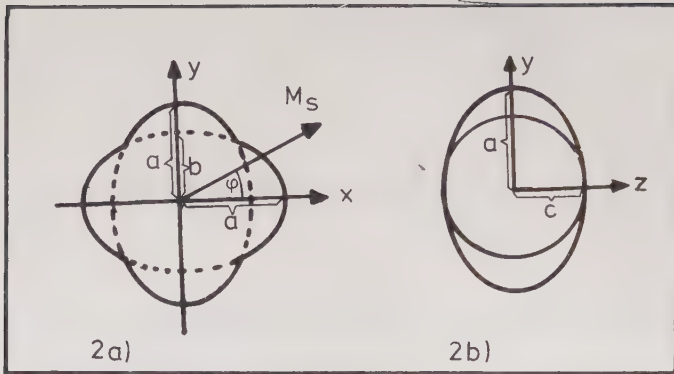


Abb. 2 Zweiachsiges Teilchenmodell, das aus zwei gleichen, sich rechtwinklig durchdringenden Rotationsellipsoiden mit den Halbachsen $a > b = c$ zusammengesetzt ist. 2a) und 2b) unterscheiden sich durch Drehung von 90° um die y -Achse.

Zunächst soll in der folgenden Übersicht die Bezeichnung für die einzelnen Teilchenformen in Analogie zur Kristallsymmetrie festgelegt werden.

Zahl der gleichen, sich rechtwinklig durchdringenden Rotationsellipsoide	Bezeichnung der Teilchenform	Punktgruppen nach Schoenflies'scher (SF) und internationaler (I) Symbolik	
		SF	I
1	einachsiges oder uniaxiales Teilchen	$D_{\infty h}$	$\infty / m m$
2	zweiachsiges oder biaxiales Teilchen	D_{4h}	$4 / m m m$
3	kubisches Teilchen	O_h	$m \bar{3} m$

Zur Beschreibung der Größe der Energieschwelle des biaxialen und kubischen Teilchens wird folgender Ansatz gemacht:

$$(9) \quad \Delta E_F = \gamma_F^0 \cdot \Delta E_1 \quad \text{mit} \quad F = 1, 2, 3.$$

Hierbei wird die Energieschwelle des zweiachsigen ($F = 2$) bzw. des kubischen ($F = 3$) Teilchens durch die Energieschwelle ΔE_1 nach Gl.(7) des uniaxialen "Teilchenbausteines" ausgedrückt. Im Faktor γ_F^0 ist die Teilchensymmetrie enthalten. Zur Bestätigung des Teilchenmodells durch das Experiment genügt es, beim Vergleich zweier verschiedener Teilchenformen eine Änderung der Energieschwelle ΔE_F nachzuweisen. Die Kenntnis der absoluten Größe von γ_F^0 ist nicht erforderlich sondern nur, ob für F gleich 1 oder 2 der Wert γ_{F+1}^0 größer, kleiner oder gleich γ_F^0 ist. Eine Aussage darüber kann man aus folgenden qualitativen Überlegungen gewinnen. Der Energieschwelle, die zwischen zwei leichten Richtungen besteht, kann eine bestimmte Wahrscheinlichkeit dafür zugeordnet werden, daß die Magnetisierung unter dem Einfluß von thermischer Energie ihre Richtung ändert. Eine Erniedrigung der Energieschwelle erhöht die Wahrscheinlichkeit für Ummagnetisierungsprozesse. Es sei $\bar{w}_F$ die Wahrscheinlichkeit, die Magnetisierung des Teilchens mit F gleich 1, 2 oder 3 Symmetrieachsen parallel zur x-Achse zu finden. Vermehrt man unter sonst gleichen Bedingungen die Zahl der Einstellmöglichkeiten (leichte Richtungen) der Magnetisierung, so wird die Wahrscheinlichkeit $\bar{w}_F$, die Magnetisierung in der ursprünglichen Richtung anzutreffen, kleiner.

Das biaxiale Teilchen besitzt in der (x,y) -Ebene doppelt so viele leichte Richtungen wie das uniaxiale Teilchen, und $\bar{w}_2$ ist daher kleiner als $\bar{w}_1$. Beim kubischen Teilchen ist die Zahl der Einstellmöglichkeiten größer als beim biaxialen Teilchen. Die Magnetisierung kann ihre Richtung entweder in der (x,y) -Ebene oder in der (x,z) -Ebene ändern. Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit $\bar{w}_3$, daß die Magnetisierung parallel zur x-Achse bleibt, kleiner als $\bar{w}_2$; also $\bar{w}_1 > \bar{w}_2 > \bar{w}_3$.

Eine Erniedrigung der Wahrscheinlichkeit, die Magnetisierung parallel zur x-Achse zu finden, kann formal durch eine kleinere Energieschwelle⁺⁾ beschrieben werden; für γ_F^0 in Gl.(9) erhält man die Ungleichung

$$(10) \quad \gamma_1^0 > \gamma_2^0 > \gamma_3^0 .$$

Um die Erklärung der magnetischen Messungen durch das Teilchenmodell übersichtlicher zu gestalten, werden für γ_F^0 hypothetische Werte angenommen; nämlich

$$(10a) \quad \gamma_F^0 = \begin{cases} 1 & \text{für uniaxiale Teilchen (F = 1),} \\ 1/2 & \text{für biaxiale Teilchen (F = 2),} \\ 1/3 & \text{für kubische Teilchen (F = 3).} \end{cases}$$

In (10a) ist nicht der numerische Wert, sondern die Erfüllung der Beziehung (10) wesentlich.

⁺⁾ Die Änderung der Energieschwelle soll im folgenden als Änderung der Zahl der Einstellmöglichkeiten der Magnetisierung verstanden werden.

2.1.1.3. Spannungsanisotropie

Die magnetostruktive Energiedichte in einem Polykristall ist bei homogener Zugspannung σ und isotroper Sättigungsmagnetostruktionskonstante λ_s [6,S.442] gegeben durch

$$(11) \quad F_G = -\frac{3}{2} \lambda_s \cdot \sigma \cdot \sin^2 \chi,$$

wobei χ den Winkel zwischen Spannungs- und Magnetisierungsrichtung bedeutet.

Mit Werten $|\lambda_s| = 2 \times 10^{-5}$ [7] und $\sigma = 3.3 \times 10^7$ [Ws/m³] (kritische Schubspannung eines Co-Teilchens mit Radius $R = 100 \text{ \AA}$ bei $T = 300 \text{ K}$ ist gegeben durch $\tau_0 = 3.3 \times 10^7$ [Ws/m³]; $\sigma_{\max} \approx 2 \cdot \tau_0$ [19]) erhält man für die Energieschwelle

$$(11a) \quad \left| \frac{\Delta E_G}{V} \right| \approx 10^3 \text{ [Ws/m}^3\text{]} \\ = 6 \times 10^{21} \text{ [eV/m}^3\text{]} .$$

Der Vergleich mit (5) und (8) sowie Abb.29 zeigt, daß die Spannungsanisotropie im folgenden gegenüber der Kristall- bzw. Formanisotropie vernachlässigt werden kann.

2.1.1.4. Magnetische Wechselwirkungsanisotropie

Zwischen zwei ferromagnetischen, kugelförmigen Teilchen mit dem Volumen $V_1 = V_2 = V$ und dem Abstand r ihrer Mittelpunkte besteht eine magnetostatische Dipol-Dipol-Wechselwirkung, deren leichte Richtung parallel zur Verbindungsachse liegt. Die magnetostatische Wechselwirkungsenergie in einem homogenen Feld H parallel zur Verbindungslinie r ist bis auf eine Konstante [20,21,6] durch

$$(12) \quad E(\text{magWW}) = \frac{V^2 \mu_0 M_S^2}{r^3} (\sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 - 2 \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2) \\ - V H \mu_0 M_S (\cos \vartheta_1 + \cos \vartheta_2)$$

gegeben, wobei ϑ_1, ϑ_2 die Winkel zwischen den Magnetisierungsrichtungen der Kugeln und der Verbindungslinie der Kugelmittelpunkte bedeuten. Für $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta_0$ beträgt die Energieschwelle zwischen $\vartheta_0 = 0$ und $\vartheta_0 = \pi/2$ nach (12)

$$(12a) \quad \Delta E(\text{magWW}) = - 3 \frac{\mu_0 M_S^2 \cdot V^2}{r^3} \pm 2 H \mu_0 M_S V \\ = - \Delta E_{DD} \pm 2 \Delta E_H.$$

Wenn das Feld parallel zu der Magnetisierungsrichtung liegt, ist das negative Vorzeichen und, wenn das Feld antiparallel zur Magnetisierung liegt, das positive Vorzeichen zu nehmen. Der erste Term ΔE_{DD} ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung,

während der zweite Ausdruck ΔE_H die Energie der Teilchen im Feld H darstellt.

Gleichung (12a) ist nur für zwei Teilchen gültig. Für mehr als zwei Teilchen ändern deren magnetostatische Wechselwirkungen die magnetostatische Energiedichte gegenüber (12). Diese Änderung soll abgeschätzt werden:

Die magnetische Energiedichte eines makroskopischen, isotropen, homogenen magnetisierten Systems kleiner Teilchen mit der Packungsdichte p ist gegeben durch [66]

$$(12b) \quad \left| \frac{E(p)}{V} \right| = \frac{2}{3} \mu_0 M_S^2 (1-p)$$

mit $p = \frac{V(\text{aus})}{V(\text{ges})}$, wobei $V(\text{aus})$ das ausgeschiedene, ferromagnetische Volumen und $V(\text{ges})$ das Probenvolumen bezeichnen.

Die Beziehung (12b) wird durch zahlreiche experimentelle Ergebnisse [6, S.527] für überwiegende Formanisotropie ($\mu_0 M_S^2 / K_1 \gg 1$) und $0 < p \leq 0.5$ bestätigt [67].

Aus (12b) erhält man die Energiedifferenz eines Teilchensystems ohne magnetostatische Wechselwirkung ($p \rightarrow 0$) gegenüber einem mit $p = p'$ zu

$$\left| \frac{\Delta E(p)}{V} \right| = \left| \frac{E(0) - E(p')}{V} \right| = p' \left| \frac{E(0)}{V} \right|.$$

Für $p' = 0.005$ ändern magnetostatische Wechselwirkungen eines Teilchenkollektivs die magnetostatische Energiedichte des einzelnen Teilchens nur sehr wenig. Es genügt für eine Abschätzung, die Dipol-Dipol-Wechselwirkung von Teilchenpaaren zu betrachten.

Aus der Packungsdichte $p = 0.005$ erhält man für ein mittleres Teilchenvolumen die Zahl N der Ausscheidungen in der Volumeneinheit. Der mittlere Teilchenabstand ist dann durch $r = \sqrt[3]{1/N}$ gegeben. Bei einer mittleren Teilchengröße von $R = 150 \text{ \AA}$ ist $r \approx 1400 \text{ \AA}$. Mit $M_S(300 \text{ K}) = 1.29 \times 10^6 \text{ A/m}$ und $H = 79600 \text{ A/m} = 1000 \text{ Oe}$ erhält man aus (12a)

$$(12c) \quad \left| \frac{\Delta E_{DD}}{V} \right| = 2.5 \times 10^3 [\text{Ws/m}^3] = 1.59 \times 10^{22} [\text{eV/m}^3],$$

und für die Feldenergie eines Teilchens

$$(12d) \quad \left| \frac{\Delta E_H}{V} \right| = \mu_0 M_S H = 1.29 \times 10^5 [\text{Ws/m}^3] = 8.05 \times 10^{23} [\text{eV/m}^3].$$

Der Vergleich mit Abb.29 zeigt, daß die Dipol-Dipol-Wechselwirkung gegenüber der Form- und Kristallanisotropie in erster Näherung vernachlässigt werden kann, während die Feldenergie bei $H = 8 \times 10^4 \text{ A/m}$ dominant ist.

2.1.1.5. Thermische Energie

Unter dem Einfluß von thermischer Energie wird die Magnetisierungsrichtung zu thermischen Schwankungen um die Gleichgewichtslage angeregt und die Magnetisierung kann die Energieschwelle ΔE zwischen zwei leichten Richtungen mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit überwinden, die vom Verhältnis α der Energieschwelle zur thermischen Energie abhängt.

Es wird definiert

$$(13) \quad \alpha = \frac{\Delta E}{kT} .$$

Man definiert üblicherweise $\Delta E = KV$. Bei einachsigen Teilchen gilt $K = \nu_K K_1 + K_F$ [6]. k ist die Boltzmann-Konstante T die absolute Temperatur und K eine effektive Anisotropiekonstante, die die Werte $\frac{1}{12} K_1$ bei kugelförmigen Teilchen mit kubischer Kristallanisotropiekonstante ($K_1 < 0$) und K_F bei dominanter uniaxialer Formanisotropie annimmt.

Bei einem Teilchenkollektiv, das in einer bestimmten Richtung durch ein Feld H gesättigt wird, stellt sich nach Abschalten des Feldes mit einer charakteristischen Relaxationszeit τ thermisches Gleichgewicht ein. Hierbei verteilt sich die Magnetisierung der Teilchen gleichmäßig auf die leichten Richtungen, so daß die Magnetisierung des Kollektivs verschwindet.

Wenn τ viel kleiner ist als die experimentelle Meßzeit t ($\tau \ll t$), dann nennt man die Teilchen superparamagnetisch [24]. Für τ gilt [6, S.465]

$$(14) \quad \frac{1}{\tau} = 2 \cdot f_0 e^{-\alpha}.$$

Hierbei ist α durch (13) gegeben; f_0 ist ein Frequenzfaktor, der sich langsam mit der Temperatur und dem Volumen ändert [68,69], und kann für $H = 0$ näherungsweise der Larmorfrequenz im Anisotropiefeld H_K des Teilchens gleichgesetzt werden. Für uniaxiale Anisotropie gilt [6]

$$(14a) \quad H_K = 2 K / \mu_0 M_S.$$

Betrachtet man Meßzeiten t , die gleich oder größer als die Relaxationszeiten τ ($t \geq \tau$) sind, dann läßt sich Gl.(14) umformen zu

$$(15) \quad 1 \leq \ln(2 t f_0) \alpha^{-1} = \ln(2 t f_0) \frac{kT}{KV}.$$

Hieraus läßt sich eine obere Grenze für α angeben, bis zu der sich die Teilchen superparamagnetisch (spm) verhalten. Mit $f_0(kfz Co, 300 K) = 3 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$ [6, S.466] gilt

$$(16) \quad \begin{aligned} \text{für } t = 100 \text{ sec} : \alpha &= \frac{KV}{kT} \leq 27, \text{ und} \\ \text{für } t = 10^{-8} \text{ sec} : \alpha &= \frac{KV}{kT} \leq 4. \end{aligned}$$

Bei gegebener thermischer Energie (kT) läßt sich bei bekannter

Anisotropiekonstante K je nach Meßzeit ein maximales Volumen $V_m(\text{spm})$ bzw. ein maximaler Radius $R_m(\text{spm})$ für superparamagnetisches Verhalten angeben.

Die Größenordnung für $R_m(\text{spm})$ läßt sich aus der Abb.29 für $KV \leq 27 \text{ kT}$ ($t=100 \text{ sec}$) bzw. für $KV \leq 22,5 \text{ kT}$ ($t=1 \text{ sec}$) entnehmen. So erhält man für Kobaltteilchen mit überwiegender Kristallanisotropie aus Gl.(16) und (5)

$$(16a) \quad R_m(\text{spm}) \leq 160 \text{ \AA} \quad \text{für } t = 100 \text{ sec, } T = 300 \text{ K.}$$

Für ein Rotationsellipsoid mit $m = 1.03$ erhält man bei überwiegender Formanisotropie mit Gl.(16) und (8)

$$(16b) \quad R_m(\text{spm}) \leq 120 \text{ \AA} \quad \text{für } t = 100 \text{ sec, } T = 300 \text{ K.}$$

Mit einer Änderung von K wird $R_m(\text{spm})$ geändert. Dies kann für das Experiment von Bedeutung sein: Die Ausscheidungen in einer Probe besitzen keine einheitliche Größe (Abb.27). Nimmt man an, daß in verschiedenen Proben die gleiche Größenverteilung aber eine verschiedene Teilchenform vorliegt, so wird bei der Probe, die uniaxiale Teilchen enthält die Zahl der Teilchen mit spm Verhalten größer sein als bei der Probe, deren Teilchen eine kubische Form besitzen.

2.1.1.6. Elastische Wechselwirkungsenergie

Das Wachstum der Ausscheidungen in bevorzugten Richtungen wirkt sich auf die magnetische Vorzugsrichtung und die Energieschwelle aus. Die Kobalt-Teilchen, die sich kohärent in Kupfer ausscheiden, besitzen eine etwa 2% kleinere Gitterkonstante als die Kupfermatrix. Dadurch treten Kohärenzspannungen auf, die zu elastischer Wechselwirkung sowohl zwischen zwei Ausscheidungen als auch zwischen einer Ausscheidung und einem Kobaltatom außerhalb der Ausscheidung führen.

Es wird zunächst die Größe der Wechselwirkungsenergie zwischen zwei Ausscheidungen untersucht, die einen Einfluß auf Keimbildungsvorgänge und damit auf die räumliche Verteilung der Ausscheidungen haben kann. Dann wird die elastische Wechselwirkungsenergie zwischen Ausscheidung und Co-Atom bzw. Leerstelle unter dem Gesichtspunkt einer richtungsabhängigen Diffusion der Kobaltatome diskutiert, die durch Leerstellen begünstigt wird. Schließlich wird abgeschätzt, welchen anisotropen Beitrag zur Diffusion die elastische Wechselwirkung im Vergleich zur thermisch bedingten, isotropen Diffusion bei der Temperatur T liefert.

Die Wechselwirkungen zwischen zwei Ausscheidungen sollen nach Dederichs und Pollmann [51] abgeschätzt werden. Die Autoren berechnen für den unendlichen Kristall in Kontinuums-Näherung mit verschiedenen numerischen Verfahren die Wechselwirkungsenergie für zwei Punktdefekte.

Hierbei wird nicht berücksichtigt, daß die elastische Wechselwirkung in einem endlichen Volumen vorliegt und daß es sich um magnetische Defekte handelt.

Als Modell zur Beschreibung von Punktdefekten werden drei aufeinander senkrecht stehende elastische Dipole verwendet. Der elastische Dipol besteht aus zwei entgegengesetzten gleichen Kräften und dem Verbindungsvektor zwischen den Angriffspunkten der beiden Kräfte. Für zwei dreifache, elastische Dipole verschwindet die in einem festen Abstand r über alle Winkel ϑ_e gemittelte Wechselwirkungsenergie; für bestimmte Richtungen ist sie jedoch anziehend oder abstoßend. Abb.3 zeigt die graphische Darstellung der Wechselwirkungsenergie zweier Punktdefekte a° , b° in Kupfer in einer $(0\bar{1}1)$ -Ebene. Mit den Werten des Abstandes r und der relativen Volumenänderung Δv^a , Δv^b , die durch die relative Gitteränderung des Kupfers durch die Defekte a° und b° bewirkt wird, kann die elastische Wechselwirkung E_{ww} mit den angegebenen Werten berechnet werden. Der Abbildung entnimmt man, daß die $[100]$ - Richtung bezüglich des Vorzeichens der elastischen Wechselwirkung (anziehend) ausgezeichnet ist. Dies gilt ebenso für die hier nicht gezeigten $[010]$ und $[001]$ - Richtungen. In $[111]$ und $[011]$ erfolgt Abstoßung.

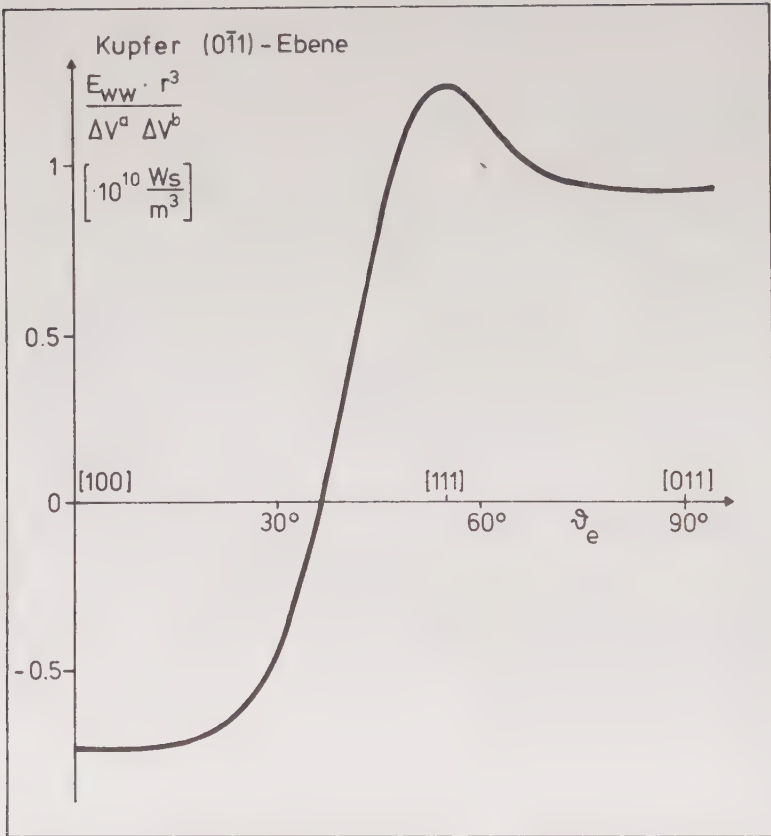


Abb. 3 Elastische Wechselwirkungsenergie E_{ww} bei Kupfer für zwei Punktdefekte a°, b° im Abstand r in Abhängigkeit vom Winkel φ_e mit der $[100]$ -Richtung in einer $(0\bar{1}1)$ -Ebene. $\Delta V^a, \Delta V^b$ stellen die relativen Volumenänderungen dar, die durch die relativen Gitteränderungen der Defekte a°, b° bewirkt werden. $T = 300 \text{ K}$. Nach Dederichs und Pollmann [51].

Diese Überlegungen lassen sich auf Ausscheidungen übertragen, wenn der Teilchenabstand r sehr groß gegenüber dem Teilchenradius R ist. Hierfür können die Ausscheidungen als punktförmige Teilchen angesehen werden. Die Grenzen der Anwendbarkeit werden weiter unten besprochen.

Berechnung der elastischen Wechselwirkungsenergie:

Mit einem Teilchenradius $R = 100 \text{ \AA}$ ist die Zahl der Kobalt-Atome innerhalb der Ausscheidung $n = 3,74 \times 10^5$. Der mittlere Teilchenabstand r beträgt bei einer Packungsdichte $p = 0.0059.43 \text{ \AA}^3$. Mit den Werten der relativen Gitteränderung $\Delta a'/a' = (a'(\text{Co}) - a'(\text{Cu}))/a'(\text{Cu})$ für Co - Cu, der Anzahl n und dem Atomvolumen $V_c = 11,2 \text{ \AA}^3$ lassen sich ΔV^a und ΔV^b berechnen. Mit den Ordinatenwerten L aus Abb.3 ergibt sich die maximale Energiedifferenz (zwischen $[100]$ und $[111]$) zu

$$(17) \quad |\Delta E_{\text{ww}}| = |L([100]) - L([111])| \frac{V^a \Delta V^b}{r^3} [W_s],$$

und mit den obigen Zahlenwerten zu

$$\begin{aligned} |\Delta E_{\text{ww}}| &= 1.34 \times 10^{-18} [W_s] \\ &= 8.35 \times [\text{eV}]. \end{aligned}$$

Für $T < 1000 \text{ K}$ ist diese Energie sehr groß gegen kT . Die auftretende Gitterdehnung bzw. -Kompression könnte daher die Keimbildungsprozesse, die zum Wachstum von Ausscheidungen führen, in bestimmten Richtungen begünstigen oder hemmen.

Das Wachstum der Ausscheidungen erfolgt durch Diffusion von Kobaltatomen. Die elastische Wechselwirkung zwischen einer Ausscheidung und einem Co-Atom, deren Größe abgeschätzt werden soll, begünstigt die Diffusion in $[100]$ -Richtungen. Dieser Diffusionsanisotropie überlagert sich die isotrope Diffusion durch die thermische Energie. Aus dem Vergleich beider soll die effektive Diffusionsanisotropie abgeschätzt werden. In der Nähe des Ausscheidungsrandes $r \approx R$ ist die Darstellung nach Abb.3 bzw. Gl.(17) nicht mehr direkt anwendbar. Hier muß bei der Summation der Wechselwirkung des einen Co-Atoms außerhalb der Ausscheidung mit allen Atomen innerhalb der Ausscheidung berücksichtigt werden, daß die Wechselwirkungspartner über ein endliches Volumen verteilt sind. Dieser Einfluß ist für $r \geq 1.5 R$ noch gering. Die Annahme wird gestützt durch Rechnungen des Verzerrungsfeldes von Co-Ausscheidungen nach Schmatz [61]. Es wird die Wechselwirkung $\Delta E_{ww}(A - CA)$ für einen Abstand $r \geq 1.5 R$ zwischen einem Co-Atom (CA) und einer Ausscheidung (A) angegeben. Ihre maximale Energiedifferenz erhält man, wenn Gl.(17) auf $\Delta V(A)$ und $\Delta V(CA)$ angewandt wird:

$$(18) \quad \left| \Delta E_{ww}(A - CA) \right| = 18.1 \times 10^{-3} \left[\text{eV} \cdot \text{m}^3 \right] \frac{1}{r^3} .$$

Für bestimmte Werte r wird (18) berechnet und das Verhältnis $\Delta E_{ww}(A - CA) / kT$ gebildet, wobei die Temperatur während des Ausscheidungs Vorganges (873 K) genommen wird:

für $r = 1.5 R$: $|\Delta E_{ww}(A - CA)| = 5.4 \text{ meV}$,

und $|\Delta E_{ww}(A - CA)|/kT = 0.07$ und

für $r = 2 R$: $|\Delta E_{ww}(A - CA)| = 2.3 \text{ meV}$

und $|\Delta E_{ww}(A - CA)|/kT = 0.03$.

Die elastische Wechselwirkung zwischen Ausscheidung und Atom liefert also einen anisotropen Beitrag zur Diffusion, der im Vergleich zu kT klein ist.

Die Wanderung der Co-Atome erfolgt über Leerstellen. Eine höhere Leerstellenkonzentration in einer bestimmten Richtung kann das Teilchenwachstum in dieser Richtung begünstigen. Die elastische Wechselwirkung zwischen Ausscheidung (A) und Leerstelle (L) ist vom gleichen Typ wie die zwischen Ausscheidung und Co-Atom. Die relativen Gitteränderungen gegenüber Kupfer betragen:

$$(19) \quad \frac{\Delta a'}{a'} = - 6.67 \times 10^{-4} \quad \text{je \% Leerstelle [62] und}$$

$$\frac{\Delta a'}{a'} = - 1.92 \times 10^{-4} \quad \text{je \% Kobaltatom [61] .}$$

Mit den Werten für $\Delta V(A)$ und $\Delta V(L)$ erhält man aus Gl.(17) für $\Delta E_{ww}(A - L)$ Werte, die um den Faktor 3 größer sind als $\Delta E_{ww}(A - CA)$. Die Leerstellen liefern einen größeren Beitrag zur Diffusion, der aber klein im Vergleich zu kT ist.

Zusammenfassend kann man den Einfluß der elastischen Wechselwirkung so beschreiben: Die Wechselwirkung zwischen Ausscheidung und Co-Atom kann einen anisotropen Beitrag zur Diffusion liefern, wodurch die Wanderung der Kobaltatome in den $[100]$ -Richtungen bevorzugt erfolgt. Der anisotrope Beitrag ist gering im Vergleich zu kT , so daß hieraus keine große Formanisotropie der Teilchen erwartet werden kann. Die Wechselwirkung zweier Ausscheidungen kann für $R > 25 \text{ \AA}$ im Vergleich zu kT (0.026 eV für 300 K) große Werte annehmen (Abb.29) und könnte die Keimbildungsvorgänge beeinflussen.

2.1.2. Größe der Koerzitivfeldstärke

Die Größe der Koerzitivfeldstärke H_c eines Einbereichsteilchens hängt von der Art der Ummagnetisierung sowie vom Winkel zwischen Teilchenachse und Feldrichtung ab. Die makroskopisch bestimmte Koerzitivfeldstärke eines Teilchenkollektivs wird darüber hinaus noch von der Größenverteilung der Teilchen, ihrem Achsenverhältnis, ihrer Achsenorientierung und ihrem superparamagnetischen Verhalten beeinflusst.

2.1.2.1. Koerzitivfeldstärke bei homogener Rotation und Curling

Die Ummagnetisierung eines ellipsoidförmigen Einbereichsteilchens im Gegenfeld parallel zur langen Achse kann durch drei verschiedene Moden $[10]$ erklärt werden. Das einfachste Modell

ist die kohärente Rotation , bei der die Magnetisierung starr aus der Ausgangslage herausgedreht wird, wobei alle Spins wegen der Austauschenergie zueinander parallel bleiben.

Bei Buckling und Curling (Abb.4) begünstigt die magnetostatische Energie einen inhomogenen Magnetisierungsverlauf. Bei Buckling bildet die Magnetisierungsrichtung periodisch entlang der Teilchenachse Knicke. Curling ist dadurch gekennzeichnet, daß die Magnetisierungsrichtung mit der Teilchenachse einen Winkel bildet, der klein in der Nähe der Achse ist und mit wachsendem Abstand größer wird. Die inkohärenten Magnetisierungsänderungen führen unter bestimmten Bedingungen zu kleineren Koerzitivkräften als die kohärente Rotation.

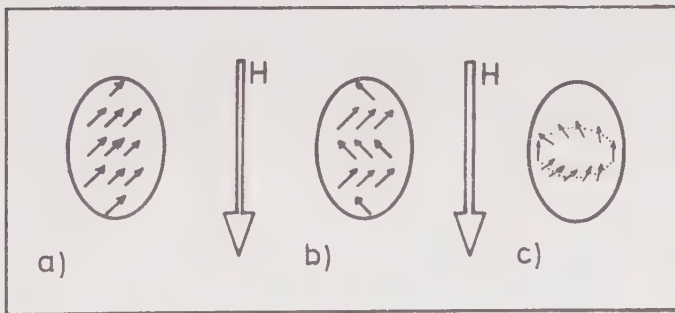


Abb.4 Schematische Darstellung für die drei Ummagnetisierungsmoden im Feld H , das antiparallel zur ursprünglichen Magnetisierungsrichtung anliegt,
 a) homogene Rotation, b) Buckling (Verknicken),
 c) Curling (Verwinden).

Die Feldstärke H_n , bei der die anfängliche Magnetisierungsrichtung instabil wird, bezeichnet man als Keimbildungsfeld. Für einachsige Teilchen gilt bei Feldrichtung parallel zur Teilchenachse für homogene Rotation bzw. Curling [10,11,12]:

$$(22) \quad H_n = - \frac{2K}{\mu_0 M_S} = H_C, \text{ für homogene Rotation;}$$

$$\text{mit } K = J_K^0 K_1 + J_F^0 K_F; \quad J_F^0 = 1;$$

$$= - \frac{2 J_K^0 K_1}{\mu_0 M_S}, \text{ bei einem kugelförmigen Teilchen;}$$

$$(23) \quad H_n = - \frac{2 J_K^0 K_1}{\mu_0 M_S} + N_a M_S - 2.78 \pi \cdot M_S \cdot S^{-2} = H_C,$$

für Curling bei kugelförmigen Teilchen,

wobei K_1 die Kristallanisotropiekonstante, M_S die Sättigungsmagnetisierung, N_a den Entmagnetisierungsfaktor parallel zur langen Hauptachse a , $S = R/R_0$ den reduzierten Radius bezogen auf $R_0 = \sqrt{A/M_S}$ mit A als Austauschenergiekonstante bedeuten. Für Co ist bei Raumtemperatur $R_0 = 76 \text{ \AA}$.

Für homogene Rotation beträgt H_C bei kugelförmigen Kobaltteilchen $H_C = - \frac{2 J_K^0 K_1}{\mu_0 M_S} = 1.16 \times 10^3 \text{ Oe} = 9.23 \times 10^4 \text{ A/m}$.

Für homogene Rotation ist die Keimbildungsfeldstärke unabhängig vom Teilchenradius (Gl.(22)). Mit den Werten von K_1 , M_S für Kobalt bei $T = 300 \text{ K}$ läßt sich H_C der Gl.(23) berechnen. In Abb. 5 ist der Zusammenhang graphisch dargestellt. Aufgetragen ist das reduzierte Keimbildungsfeld einer Kugel,

$$h = (H_n + 2 J_K^0 K_1 / (\mu_0 M_S)) / 2 \pi M_S, \text{ gegen den}$$

Radius für Kobaltausscheidungen . Bei Teilchenradien von $150 \text{ \AA}$ ist das Keimbildungsfeld für Curling auf die Hälfte des Wertes der homogenen Rotation abgesunken.

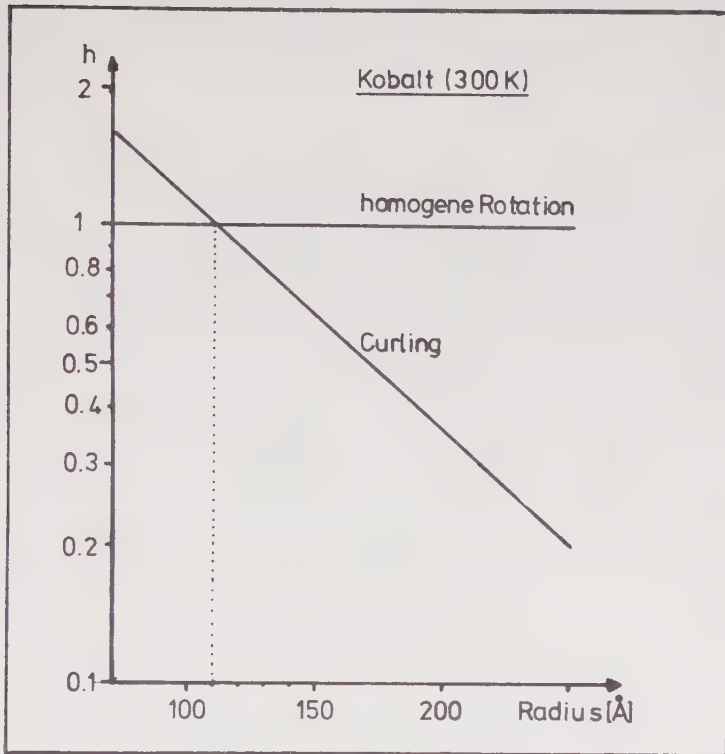


Abb.5 Reduzierte (siehe Text) Keimbildungsfelder nach Gl.(23) für homogene Rotation und Curling,bezogen auf homogene Rotation, für Kobaltteilchen.

2.1.2.2. Koerzitivfeldstärke in verschiedenen Richtungen relativ zur Teilchenachse.

Es wird ein einachsiges Teilchen vorausgesetzt, in dem die Ummagnetisierung durch kohärente Rotation erfolgt.

Die Gesamtenergiedichte in einem homogenen Feld H ist durch den Ausdruck [6, S.491]

$$(24) \quad F = \frac{1}{2} K \cos 2(\vartheta - \psi_1) - H \mu_0 M_S \cos \psi_1$$

gegeben, wobei K eine beliebige einachsige Anisotropie sein kann und die Winkel ϑ und ψ_1 in Abb.6 definiert sind.

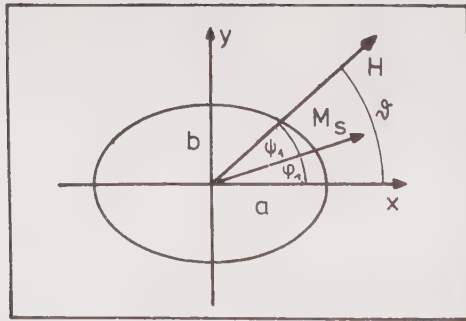


Abb.6 Winkelbezeichnung der Gleichung (24) für die Gleichgewichtslage der Magnetisierung in einem Ellipsoid $a > b = c$.

Für feste Werte von ϑ und H ergeben sich die stationären Werte von F aus der Bedingung

$$(25) \quad \frac{\partial F}{\partial \psi_1} = 0 = -\frac{1}{2} \sin' 2(\vartheta - \psi_1) + \frac{H}{H_C} \sin \psi_1 \quad .$$

Hierbei ist H/H_C das reduzierte Feld und H_C durch Gl.(22) definiert. Stoner und Wohlfahrt [9] berechneten die statische Magnetisierungskurve M/M_S als Funktion des reduzierten Feldes H/H_C für verschiedene Winkel ϑ (Abb.7).

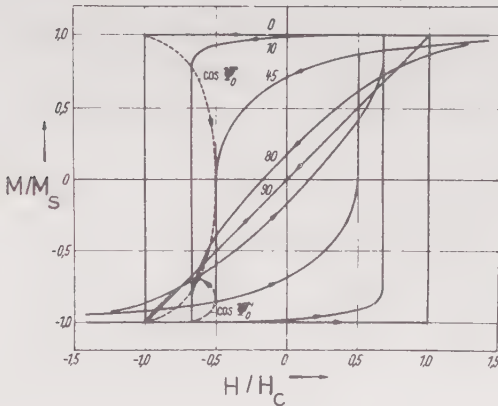


Abb.7 Berechnete Magnetisierung M/M_S als Funktion des reduzierten Feldes H/H_C für einachsige Teilchen und homogene Rotation. Parameter ist der Winkel ϑ zwischen Feldrichtung und Teilchenachse. ψ_0 und ψ'_0 (gestrichelte Kurve) sind die Winkel zwischen der positiven Feldrichtung und der Magnetisierungsrichtung vor bzw. nach der irreversiblen Magnetisierungsänderung. Nach Stoner und Wohlfahrt [9] .

$\frac{H_C(\vartheta)}{H_C(\vartheta=0)}$ nimmt für einachsige Teilchen je nach dem Winkel der Feldrichtung zur Teilchenachse alle Werte zwischen 0 und 1 an. Analoges gilt auch für die Remanenz M_R .

Schwieriger ist der Fall bei kubischer Kristallanisotropie. Die Magnetisierungskurve von Teilchen mit kubischer Kristallanisotropie wurde von Johnson und Brown [22] für $K_1 > 0$ sowie für $K_1 < 0$ berechnet. Wenn das Feld parallel zu einer kubischen Achse liegt, erhält man einen Wert für H_C , ähnlich dem des einachsigen Teilchens [72, 9]. Da jede leichte Richtung "ihre" Magnetisierungskurve besitzt, sind die Berechnungen der Magnetisierungskurve mit kubischer Anisotropie in bestimmten Richtungen nicht mehr eindeutig; es existieren mehrere stabile Äste der Magnetisierungskurve.

Bei isotroper Richtungsverteilung der kubischen Teilchenachsen finden Johnson und Brown [22] in Übereinstimmung mit Gans [23]

$$(27) \quad H_C = -0.832 \frac{K_1}{\mu_0 M_S}, \text{ für } K_1 > 0;$$

$$H_C = -0.872 \frac{K_1}{\mu_0 M_S}, \text{ für } K_1 < 0.$$

2.1.2.3. Koerzitivfeldstärke bei Teilchenmischungen

In einer Probe sind Form und Volumen der Teilchen nicht einheitlich. Entsprechend sind die beobachteten magnetischen

Eigenschaften von der Verteilung der geometrischen Eigenschaften der Teilchen abhängig. Im einfachsten Fall betrachtet man eine Mischung von Teilchen mit dem Volumen V_1 bzw. V und der Volumenkonzentration $\xi = V_1/(V_1 + V)$ bzw. $(1 - \xi)$. $H_C (\neq 0)$ sei die Koerzitivkraft von thermisch stabilen Ein-domänenteilchen. Die Teilchen mit dem Index (1) seien entweder superparamagnetisch ($V_1 < V$) oder aber Viel-domänenteilchen ($V_1 > V$); aber in jedem Fall sei $H_C(1) \approx 0$. Mit der mittleren reduzierten Sättigungsremanenz $\bar{j}_R = \bar{M}_R/\bar{M}_S$, wobei $\bar{M}_R, \bar{M}_S$ die Remanenz bzw. die Sättigungsmagnetisierung des Gemisches sind, finden Kneller und Luborsky [28] für die mittlere Koerzitivkraft $\bar{H}_C$ des Gemisches

$$(28) \quad \bar{H}_C = H_C \left[1 + \left(\frac{H_C \cdot q}{\bar{j}_R} \right) \cdot \frac{\xi}{1-\xi} \right]^{-1}.$$

Hierbei ist entweder $q = 1/NM_S$ für Vielbereichsteilchen mit dem Entmagnetisierungsfaktor N , oder aber $q = V_1 \mu_0 M_S / 3 kT$ für spm Teilchen.

Abb.8 zeigt den Verlauf von $\bar{H}_C$ als Funktion der Konzentration ξ . Mit den Werten $H_C = 500 \text{ Oe} = 3.98 \cdot 10^4 \text{ A/m}$, $V_1 (R = 125 \text{ \AA})$, M_S für Kobalt, einer thermischen Energieschwelle von 27 kT und $\bar{j}_R = 0.5$ ergibt sich der Parameter $H_C q / \bar{j}_R$ der Abb.8 zu 9, was in Abb.8 durch ($\times$) dargestellt ist.

Geringe Beimengungen von spm Teilchen ($R = 125 \text{ \AA}$) reduzieren nach Abb.8 $\bar{H}_C$ auf etwa ein Drittel des maximalen Wertes.

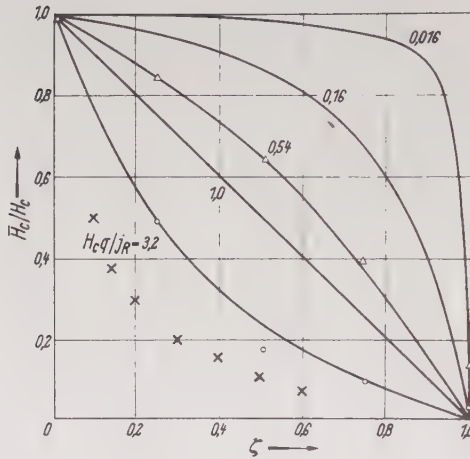


Abb.8 Reduzierte Koerzitivkraft $\bar{H}_C/H_C$ von Mischungen von Teilchen mit hoher Koerzitivkraft H_C und Vielbereichsteilchen (Δ) bzw. spm Teilchen ($\circ$), gemessen als Funktion der Konzentration ξ der Komponente mit $H_C(1) \sim 0.28$. Die Werte für Kobaltteilchen (Daten im Text) sind durch (x) dargestellt.

2.2. Neutronenkleinwinkelstreuung (NKWS)

Durchdringen monochromatische Neutronen der Wellenlänge λ mit dem Wellenvektor $\vec{k}_i$, dessen Betrag durch $|\vec{k}_i| = \frac{2\pi}{\lambda}$ gegeben ist, eine Probe, so werden sie an Inhomogenitäten gestreut. Die Streuwelle wird durch den Streuvektor

$$(29) \quad \vec{k} = (\vec{k}_i - \vec{k}_f)$$

definiert als Differenz der Wellenvektoren vor und nach der Streuung. Für elastische Streuung gilt wegen $|\vec{k}_0| = |\vec{k}_1| = k^*$ für kleine Winkel ϑ_0 zwischen einfallendem und gestreutem Wellenvektor

$$(30) \quad k = 2k^* \sin \vartheta_0 / 2 \approx k^* \vartheta_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \vartheta_0 \quad \text{für } \vartheta_0 \ll 1.$$

Der makroskopische Wirkungsquerschnitt pro Volumeneinheit setzt sich additiv aus einem Kernanteil, und bei nicht verschwindendem magnetischen Moment, einem magnetischen Anteil zusammen; nämlich

$$(31) \quad \frac{d\bar{\Sigma}^{\text{tot}}}{d\Omega} = \frac{d\bar{\Sigma}^{\text{Kern}}}{d\Omega} + \frac{d\bar{\Sigma}^{\text{Mag}}}{d\Omega}.$$

2.2.1. Kernstreuung

Mit der Bornschen Näherung erhält man den makroskopischen Wirkungsquerschnitt pro Volumeneinheit als Absolutquadrat der Summe der von den einzelnen Kernen ausgehenden Streuwellen; nämlich [29]

$$(32) \quad \frac{d\bar{\Sigma}^{\text{Kern}}}{d\Omega} = \frac{1}{V_t} \left| \sum_i A(\vec{k}) \right|^2 = \frac{1}{V_t} \left| \sum_{i=1}^{N_t} \frac{1}{r_i} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}_i} \right|^2,$$

wobei N_t die Gesamtzahl der Atome im Probenvolumen V_t , r_1 die Lage des 1-ten Kernes, b_1^{coh} seine kohärente Streulänge (ein Maß für die "Stärke" der vom 1-ten Kern ausgehenden Streuwelle) und $\vec{k} \cdot \vec{r}_1$ die Streuphase, mit der der 1-te Kern zur Gesamtstreuung beiträgt, bezeichnen.

Für Kleinwinkelstreuung ändert sich der Phasenfaktor von Atom zu Atom so wenig, daß die Summation über diskrete Lagen durch eine Integration über eine lokale Streulängendichte $\rho(\vec{r}) = b^{\text{coh}} \delta(\vec{r} - \vec{r}_1)$ ersetzt werden kann ($\delta(\vec{r} - \vec{r}_1)$ ist die Dirac'sche Deltafunktion), nämlich [29,30]

$$(33) \quad |A(\vec{k})|^2 = \left| \int \rho(\vec{r}) e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r} \right|^2.$$

Betrachtet man Ausscheidungen in verdünnten Legierungen, dann genügt es, die Fouriersumme (32) bzw. das Fourierintegral (33) nur über die Ausscheidung zu bilden und dabei b^{coh} bzw. ρ durch die Streulängendifferenz Δb^{coh} bzw. Streulängendichtedifferenz $\Delta \rho = \frac{\Delta b^{\text{coh}}}{V_c}$ zwischen Ausscheidung und Wirtsatom zu ersetzen. V_c ist hierbei das Atomvolumen.

Die Gesamtstreuamplitude von N_A Ausscheidungen im Probenvolumen läßt sich zerlegen in eine Amplitude $A_1(\vec{k})$ der einzelnen Ausscheidung (Gl. (33)) und einen Phasenfaktor $e^{i \vec{k} \cdot \vec{R}_j}$, der durch die Lage der Ausscheidungsschwerpunkte $\vec{R}_j$ gegeben ist. Wenn $A_1(\vec{k})$ für alle N_A gleich ist, erhält man [29]

$$\begin{aligned}
 (34) \quad \left| A(\vec{k}) \right|^2 &= \left| A_1(\vec{k}) \sum_{j=1}^{N_A} e^{i \vec{k} \cdot \vec{R}_j} \right|^2 \\
 &= \left| A_1(\vec{k}) \right|^2 N_A S(\vec{k}) ,
 \end{aligned}$$

wobei $S(\vec{k})$ die Anordnung der Ausscheidungen beschreibt. Wenn keine Interferenzen zwischen den Teilchen bestehen, addieren sich die gestreuten Intensitäten der einzelnen Teilchen und es gilt $S(\vec{k}) = 1$.

Die Streuamplitude $A_1(\vec{k})$ ist gegeben durch [29,33,34]

$$\begin{aligned}
 (35) \quad \left| A_1(\vec{k}) \right|^2 &= \left| \int_V \rho(\vec{r}) e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r} \right|^2 \\
 &= \left| \Delta \rho \right|^2 \cdot V^2 \cdot \left| F(\vec{k}) \right|^2 .
 \end{aligned}$$

Hierbei ist $F(\vec{k})$ der Formfaktor und V das Volumen der Ausscheidung. Für kleine k wird der Formfaktor für Körper mit Rotationssymmetrie bzw. mit kubischer Symmetrie in Guinier-Näherung beschrieben durch [33,34]

$$\left| F(\vec{k}) \right|^2 = \exp \left(-\frac{1}{3} k^2 R_g^2 \right) ,$$

wobei R_g der Streumassenradius ist.

Bei Kugeln bzw. Ellipsoiden mit statistisch verteilten Achsen erhält man für den Radius R der Kugel bzw. die Halbachsen $R, R, m \cdot R$ des Ellipsoides [33]

$$\begin{aligned}
 (38) \quad R &= \sqrt{5/3} \cdot R_g \quad , \text{ für eine Kugel } \quad \text{und} \\
 R &= \sqrt{5/(2+m^2)} \cdot R_g , \text{ für ein Ellipsoid.}
 \end{aligned}$$

Mit (32), (34), (35), (37) erhält man

$$(39) \quad \frac{d\Sigma}{d\Omega}(\vec{k}) = N \Delta \rho^2 \cdot v^2 \cdot \exp\left(-\frac{1}{3} k^2 R_g^2\right) \cdot S(\vec{k}).$$

Hierbei ist N die Zahl der Ausscheidungen pro Volumeneinheit. Für $S(\vec{k}) = 1$ und $|\vec{k}| \rightarrow 0$ ist $\frac{d\Sigma}{d\Omega}(\vec{k} \rightarrow 0)$ dem streuenden Volumen proportional. Die großen Ausscheidungen tragen mehr zur gestreuten Intensität bei als die kleineren Teilchen.

Trägt man in einem Diagramm (Guinier-Plot) den Logarithmus der gestreuten Intensität gegen das Quadrat des Streuvektors auf, dann ergibt sich nach (39) eine Gerade, aus deren Steigung man den Streumassenradius R_g ermitteln kann.

2.2.2. Magnetische Streuung

Neutronen besitzen ein magnetisches Moment [30,35], gegeben durch

$$(40) \quad \vec{\mu}_n = + j^{\sigma*} \mu_p \cdot \vec{\sigma},$$

wobei $j^{\sigma*} = -1.913$ das gyromagnetische Verhältnis, μ_p das Kernmagneton, und $\vec{\sigma}$ der Spinvektor ist.

Dadurch können Neutronen nicht nur am Kern sondern auch ähnlich

stark am magnetischen Moment der Atome gestreut werden. Das Wechselwirkungspotential läßt sich darstellen in der Form [30]

$$(41) \quad V_{\text{mag}}(\vec{r}) = - \frac{\vec{\mu}_n}{n} \cdot \vec{B}(\vec{r}) ,$$

wobei die lokale magnetische Induktion $\vec{B}(\vec{r})$ sich durch die lokale Magnetisierung

$$(42) \quad \vec{M}(\vec{r}) = \frac{1}{\mu_0} \vec{B}(\vec{r}) - \vec{H}(\vec{r})$$

ausdrücken läßt.

Der magnetische, makroskopische Wirkungsquerschnitt pro Volumeneinheit ist dann gegeben durch [30,36]

$$(43) \quad \frac{d\sigma_{\text{Mag}}}{d\Omega} = \frac{1}{V} \left| A^{\text{Mag}}(\vec{k}) \right|^2 = \frac{1}{V} \left(g^* \frac{e \mu_0}{h^*} \right)^2 \left| \vec{M}_F^{\perp}(\vec{k}) \right|^2 ,$$

wobei gilt

$$(44) \quad \vec{M}_F^{\perp}(\vec{k}) = \vec{M}_F(\vec{k}) - \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} \left(\vec{M}_F \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} \right)$$

und

$$(45) \quad \vec{M}_F(\vec{k}) = \int_V \vec{M}(\vec{r}) \exp(i \vec{k} \cdot \vec{r}) d\vec{r} .$$

Hierbei ist e die Elementarladung und h^* das Plancksche Wirkungsquantum.

$\vec{M}_F^{\perp}(\vec{k})$ ist die Fouriertransformation von $\vec{M}(\vec{r})$ und $\vec{M}_F^{\perp}(\vec{k})$ ist ihre zu $\vec{k}$ senkrechte Komponente.

In (44) erkennt man, daß $\vec{M}_f^\perp(\vec{\kappa})$ für $\vec{\kappa} \parallel \vec{M}_f(\vec{\kappa})$ verschwindet und für $\vec{\kappa} \perp \vec{M}_f(\vec{\kappa})$ maximal wird.

Im Experiment mißt man nach (31) den Kernanteil und den magnetischen Anteil gleichzeitig. Eine Separation kann jedoch erfolgen, wenn man alle magnetischen Momente (durch ein äußeres Feld H) einmal senkrecht zu $\vec{\kappa}$ ausrichtet, was wegen (31), (43), (44) zu einer Überlagerung von Kernstreuung und magnetischer Streuung führt, und sie danach parallel zu $\vec{\kappa}$ ausrichtet, wodurch der magnetische Streuanteil wegen (43), (44) verschwindet und nur der Kernstreuanteil übrig bleibt.

Analog zu (34) kann man die gesamte magnetische Streuintensität wieder zerlegen in zwei Anteile, wobei der eine das magnetische Moment der einzelnen Ausscheidung und der andere die räumliche Anordnung der Ausscheidungen beschreibt. Über den Guinier-Plot erhält man schließlich analog (37) den magnetischen Streumassenradius der Ausscheidung.

3. Experimentelle Durchführung und Ergebnisse

3.1. Probenpräparation

Für die Untersuchungen werden einkristalline, elektrolytisch reine Cu - 1at% Co Proben verwendet. Diese wurden von der Firma Metals Research bezogen und in Scheiben von 25 mm Durchmesser und 4.5 mm Dicke geliefert. Die Scheibenebene lag innerhalb $\pm 1^\circ$ parallel einer (011) - Ebene.

3.1.1. Homogenisieren

Da die gelieferten Proben bereits magnetisch nachweisbare Ausscheidungen enthielten, wurden sie mindestens 3 Stunden auf einer Temperatur von $T = 1273$ K gehalten, bei der sich 3,5 at% Kobalt in Kupfer lösen [38,39,40]. Ein Gasstrom aus 95% Helium und 5% Wasserstoff von $0.5 \text{ cm}^3/\text{sec}$ während des Homogenisierens verhinderte die Oxydation der Proben. Anschließend wurde mit einer Rate von 50 K/s auf Raumtemperatur abgekühlt.

Der Kupfer-Kobalt-Mischkristall, der 1 at% Co enthält, beginnt sich bei Temperaturen unter 1050 K zu entmischen. Mit der Aktivierungsenergie Q für Diffusion von Co in Cu von $2.3 \cdot 10^5 \text{ [Ws/mol]}$ und der Diffusionskonstante $D = D_0 \exp(-Q/kT)$ mit $D_0 = 10^{-4} \text{ [m}^2/\text{s}]$ [43] beträgt bei einer Temperatur von 1050 K der mittlere Diffusionsweg in einer Sekunde ca. 100 Å. Bei 800 K wird die Wachstumsgeschwindigkeit der Kobaltteilchen sehr klein. Hier beträgt

der mittlere Diffusionsweg in 100 sec etwa eine Gitterkonstante.

Nachfolgende Untersuchungen der Sättigungsmagnetisierung bei $T = 77 \text{ K}$ sowie der Remanenz nach Sättigung bei $T = 4,2 \text{ K}$ ergaben kein auflösbares Signal, das heißt: es sind keine ferromagnetischen Ausscheidungen mit einem mittleren Radius $R > 7 \text{ \AA}$ [71] vorhanden.

3.1.2. Glühen im Magnetfeld

Die Ausscheidungen wurden erzeugt, indem die Proben bei $T=873 \text{ K}$ in einem starken Magnetfeld von $H = 14.5 \text{ kOe} = 1.15 \cdot 10^6 \text{ [A/m]}$ gegläht wurden. Entsprechend der Löslichkeitskurve bleibt bei 873 K Kobalt bis zu einer Konzentration von $0.5 \text{ at\%}$ in Kupfer in Lösung. Bei einer Legierung mit $1 \text{ at\% Co}$ scheiden sich ca. $0.5 \text{ at\% Co}$ aus und man erhält neben der kupferreichen Phase mit $99,5 \text{ at\% Cu}$ und $0.5 \text{ at\% Co}$ eine kobaltreiche Phase mit $90 \text{ at\% Co}$ und $10 \text{ at\% Cu}$ [38-42]. Mit der Glühdauer wächst das mittlere Ausscheidungsvolumen [2,4,47,54] Parameter sind die Glühdauer (20h und 40h) und die Richtung des Magnetfeldes $H_{\text{glüh}}$ bezüglich der Kristallachsen. Zum Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren [2,5,55] wurde eine Probe ohne Feld 40h lang bei 873 K gegläht.

Der prinzipielle Aufbau für die magnetische Glühbehandlung ist in Abb.9 dargestellt. Im topfförmigen Probenhalter (3)

werden jeweils drei Proben, getrennt durch Keramikscheibchen, eingebracht, die sich in ihrer Orientierung zum Magnetfeld

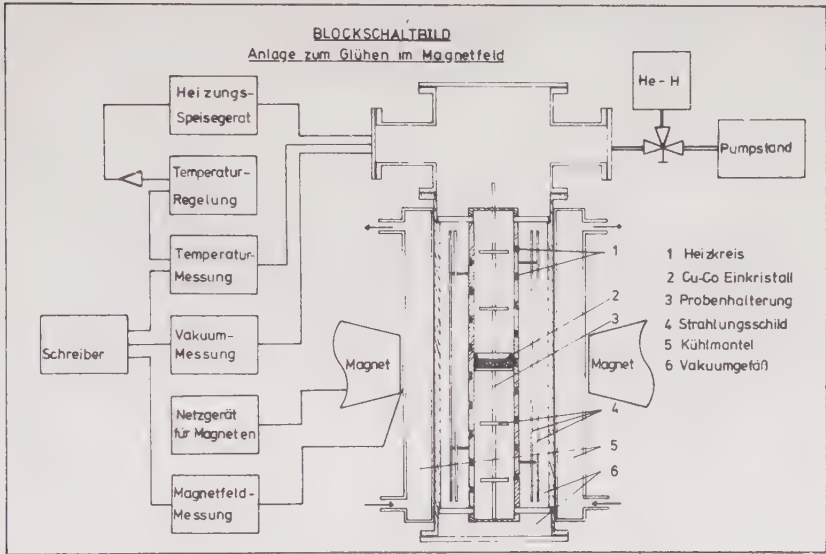


Abb.9 Prinzipieller Aufbau der Anlage zum Glühen im Magnetfeld.

unterscheiden. Über den bifilar gewickelten Heizleiter (1) wird ein Kupferrohr aufgeheizt. Der Fühler für die Temperaturregelung (± 1 Grad) ist in der Ofenwand, nahe der Probe, angebracht. Um die Erwärmung der Polkappen des Magneten zu verhindern, ist der Ofen in einem Vakuumgefäß (6) mit Strahlungsschild und Wasserkühlmantel (5) untergebracht. Dosiertes Einleiten eines 95% He - 5% H Gemisches ($p \leq 10^{-3}$ Torr) verhindert Oxydation der Proben. Nach der Glühbehandlung werden die

Proben durch Belüften und Spülen mit dem Gasgemisch mit einer Rate von ca. 5 K/s auf Raumtemperatur abgekühlt.

3.2. Magnetische Messungen

3.2.1. Meßprinzip

In Abb. 10 ist das Prinzip der Magnetisierungsmessungen skizziert. Durch Änderung des Magnetfeldes H wird in den beiden gegeneinander geschalteten Induktionsspulen (a) mit rechteckigem Querschnitt eine Spannung induziert, die bei entsprechender Justierung verschwindet.

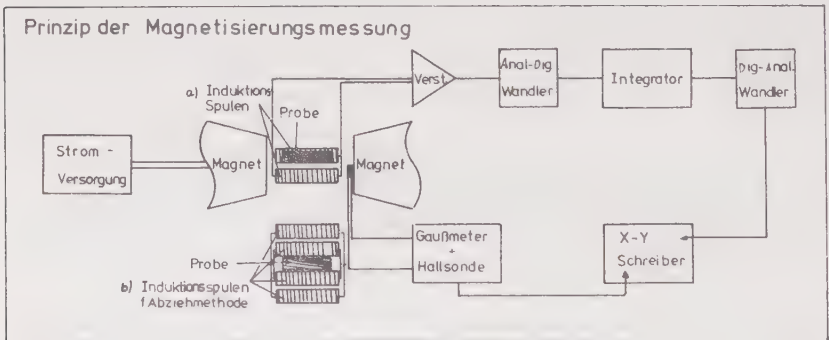


Abb. 10 Magnetische Meßanordnung. Erläuterungen im Text.

Eine Probe, die innerhalb einer Spule liegt, ergibt ein Signal, das der Magnetisierungsänderung der Probe proportional ist und über einen Verstärker, Analog-Digital-Wandler, Integrator und Digital-Analog-Wandler auf einen Schreiber gegeben wird. Das Magnetfeld wird mit einer Hallsonde gemessen und über einen Schreiber registriert.

Bei der Spulenanordnung (b) sind jeweils die inneren und die äußeren Spulen in Serie geschaltet. Die beiden Spulensysteme sind so gegeneinandergeschaltet, daß die durch zeitliche Feldänderungen ohne Probe induzierte Spannung kompensiert wird. Die Probe liegt zwischen den beiden inneren Spulen. Das Streufeld der magnetisierten Probe, das mit der 3. Potenz der Entfernung von der Probe abnimmt, ist in den inneren Spulen größer als in den äußeren. Eine Änderung des Streufeldes der Probe kann entweder durch Feldänderungen oder bei konstantem Feld durch Herausziehen aus dem Spulensystem (Abziehmethode) erfolgen. Der induzierte Spannungsstoß wird entsprechend der Abb. 10 integriert und registriert.

3.2.2. Magnetisierungskurven

Für die neun Proben, die auch mit der NKWS untersucht wurden, wurden einige Magnetisierungskurven (Abb.11) mit der Spulenanordnung (a) der Abb.10 ($n_w = 6000$ Windungen) aufgenommen. Die hohe Empfindlichkeit hierbei wurde durch Probleme bei der Kompensation der Induktionsspulen beeinträchtigt: Denn nach der Kompensation ohne Probe mußte das Spulenpaar aus dem Raum zwischen den Polkappen des Magneten herausgezogen, die Probe eingelegt und dann die Spulen wieder an den ursprünglichen Platz gebracht werden. Bereits geringfügige Abweichungen davon können eine unzureichende Kompensation bewirken.

Mit der Spulenanordnung (b), mit der die Werte von H_C und M_R der Abb.31 bestimmt wurden, bleibt die Position des Spulensystems während sämtlicher Messungen unverändert. Da die Windungen der beiden inneren Spulen nicht ganz dicht an der Probe anliegen, ist das Meßsignal nicht maximal und damit das Signal-Rausch-Verhältnis nicht optimal.

Abb.11 zeigt Magnetisierungsmessungen einer Probe, die in [011]-Richtung im Magnetfeld gegläht wurde. Die Magnetisierungskurven wurden mit einer Feldänderungsgeschwindigkeit von $\text{ca. } 5 \text{ Oe/s} = 398 \text{ A/m} \cdot \text{s}$ aufgenommen.

Im oberen Teil der Abb.11 betrug die Probentemperatur $T = 293 \text{ K}$ und im unteren Teil lag sie im Bereich $(70 \pm 7) \text{ K}$.

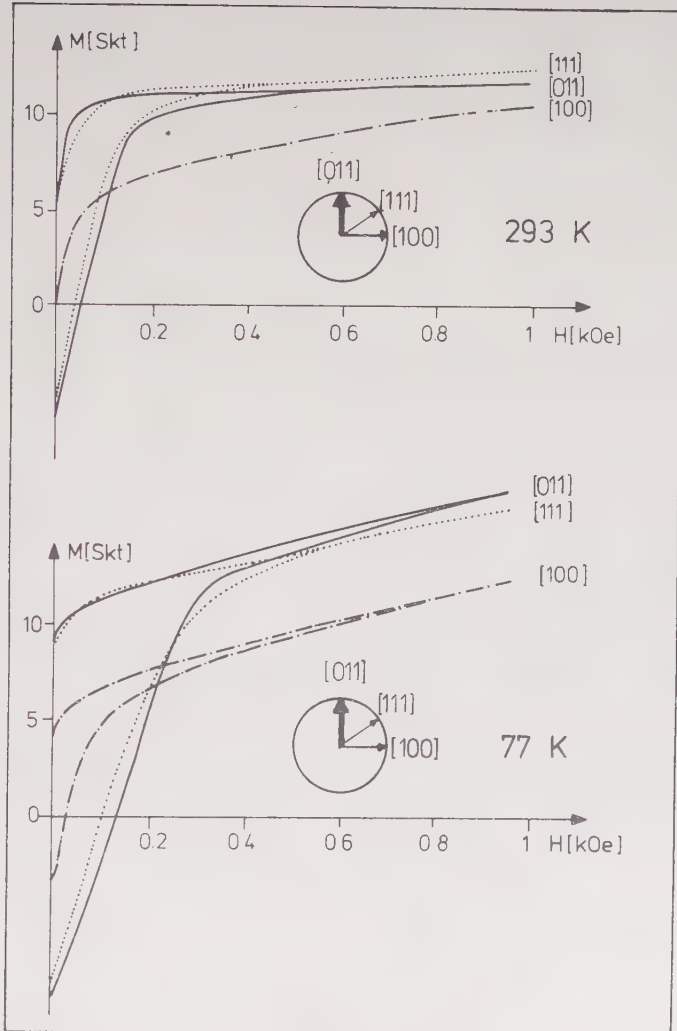


Abb.11 Magnetisierungskurven einer Probe (No.013) mit $H_{\text{glüh}} \parallel [011]$; oben bei Raumtemperatur, unten bei (70 ± 7) K. Die Glührichtung ist durch den dicken Pfeil hervorgehoben.

Für kugelförmige kfz Kobaltteilchen liegt die leichte Richtung in $[111]$. Der steilere Anstieg der Magnetisierungskurve sowie die größere Koerzitivfeldstärke H_C in $[011]$ im Vergleich zu den anderen Meßrichtungen zeigt, daß die Glührichtung leichte Richtung geworden ist. Die dazu senkrechte $[100]$ -Richtung zeigt die kleinste Koerzitivkraft; ist also schwere Richtung. Für die Temperatur $T = 77$ K zeigt sich das gleiche Verhalten wie bei $T = 293$ K. Die Werte von H_C sind bei der niedrigeren Temperatur größer. Nach Gl. (15), (16) wird bei gleicher Meßzeit t das spm Grenzvolumen kleiner, wenn die Proben-temperatur abgesenkt wird. Dadurch erhöht sich die Volumen-konzentration der Teilchen mit einem $H_C > 0$ und somit wird das gemessene H_C gegenüber dem der höheren Temperatur anwachsen (vgl. Abb. 8).

Die Magnetisierungsschleife in $[100]$, die bei Raumtemperatur spm-Verhalten zeigt, ist bei $T = 77$ K deutlich geöffnet.

In Abb. 31 sind zu den Proben mit den angegebenen Nummern die Glühdauer, die Glührichtung und die Meßrichtung die Werte für H_C in Oe und die Remanenz M_R in relativen Einheiten angegeben. H_C und M_R sind Magnetisierungskurven entnommen, deren Feldänderungsgeschwindigkeit (H/t) ca. 50 Oe/s betrug. Die Magnetisierung der Probe 013 wurde mit einer Feldänderungsgeschwindigkeit sowohl von 50 Oe/s = 3980 A/m·s (Abb. 31) als auch von 5 Oe/s = 398 A/m·s (Abb. 11) aufgenommen. Aus beiden Kurven ergibt sich für H_C in $[100]$ ein verschiedener Wert, der in Abb. 31 von Null verschieden und in Abb. 11 gleich Null ist. In den beiden Fällen unterscheidet sich die Feldänderungsgeschwindigkeit, die ein Maß

für die Meßzeit darstellt, um den Faktor 10. Eine um den Faktor 10 verkürzte Meßzeit erniedrigt nach Gl.(15) das Grenz-
volumen für spm Verhalten um ca. 10% und damit den spm Grenz-
radius um ca. 3%.

3.2.3. Darstellung der Werte von H_C .

Da Energieschwellen bzw. ihre Änderungen in Abhängigkeit
von der Glührichtung interessieren, wird im folgenden H_C
untersucht, das nach Gl.(22) ein Maß für die effektive An-
isotropiekonstante ist.

Die Abb. 12,13,14 zeigen in einer Polardiagrammdarstellung den
Betrag von H_C für die kristallographischen Hauptrichtungen.
Für alle Bilder gelten dieselben Symbole. Die Glührichtung
ist jeweils durch einen Doppelpfeil hervorgehoben und die
Werte der 40h-Proben sind, außer in Abb.12, Mittelwerte
aus zwei Messungen an zwei verschiedenen Proben. Das Teil-
chenmodell in den Abb.12-14 , das in Abschnitt 4 besprochen
wird, soll eine räumliche Vorstellung von der Form der Aus-
scheidungen vermitteln.

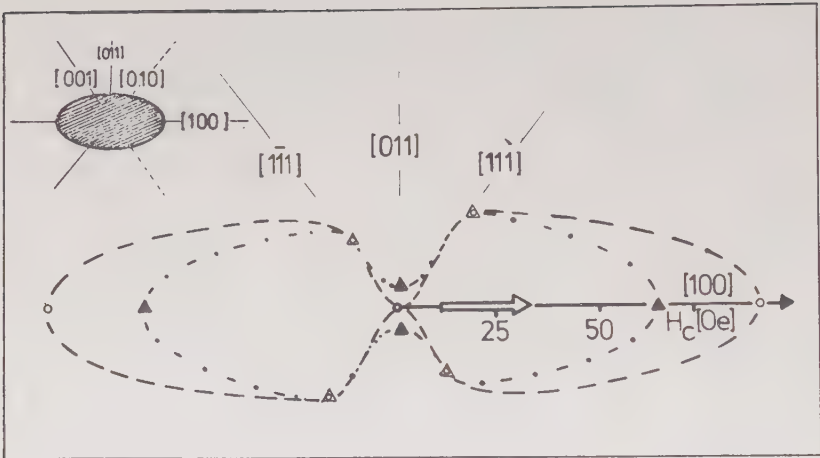


Abb. 12 Werte für H_c von Cu - 1at% Co nach isothermer (873 K) Glühfeldbehandlung parallel $[100]$. Temperatur (▲) 20 h und (○) 40h. Der Doppelpfeil zeigt die Feldrichtung während des Glühens an. $H_{\text{glüh}} = 1.15 \times 10^6$ A/m. Fehlergrenze ± 3 Oe = 239 A/m. Daneben ist ein (räumliches) Teilchenmodell dargestellt, das die Messungen erklären soll. Der schraffierte Teil soll das Schnittbild mit der (011) Meßebene (gleich Zeichenebene) darstellen. Ausgezogene Linien liegen in oder oberhalb der Zeichenebene und gestrichelte darunter.

In Abb.12 ist in $[100]$ geglüht worden. Sowohl für die 20h-Probe als auch für die 40h-Probe zeigt das Maximum von H_c in diese Richtung. Der größere Anteil an spm Teilchen in der 20h-Probe bewirkt ein kleineres H_c in dieser Richtung. Senkrecht zum Glühfeld ist H_c minimal. Das Verhalten von H_c entspricht dem von einachsigen ausgerichteten Teilchen für homogene Rotation nach Stoner und Wohlfahrt (Abb.7).

In Abb.13 lag das Glühfeld parallel zur $[111]$ - Richtung. Die H_C - Werte zeigen keine ausgeprägten Unterschiede in den verschiedenen Meßrichtungen. Die Werte der 20h-Probe sind nur geringfügig kleiner als die der 40h-Probe. Die Werte der Probe, die ohne Feld geglüht wurde, sind in allen Richtungen kleiner als die der im Feld geglühten Proben. Es läßt sich im Gegensatz zu Abb.12 für keine Probe eine uniaxiale, durch Magnetfeldglühen erzeugte Anisotropie erkennen.

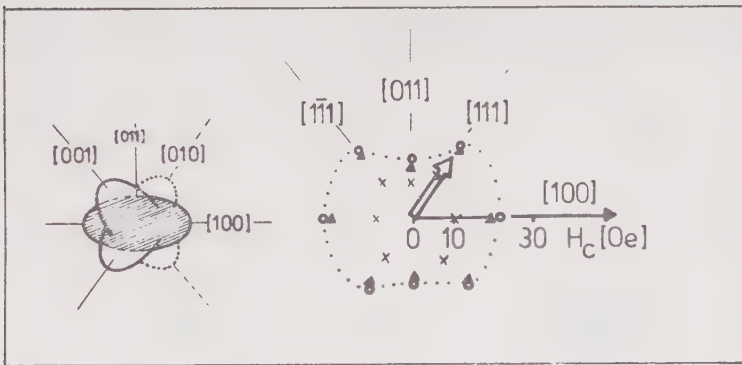


Abb. 13 Werte für $H_{C(\text{exp})} \parallel [khl]$; $H_{\text{glüh}} \parallel [111]$ für ($\blacktriangle$), ($\circ$) und $H_{\text{glüh}} = 0$ für ($\times$); die Temperzeit betrug 20h ($\blacktriangle$) (1 Probe) und 40h ($\circ$) (Mittel aus 2 Proben), ($\times$) (1 Probe); Glühtemperatur 873 K; (vgl. Erläuterungen der Abb.12). Fehlergrenze $\pm 3 \text{ Oe} = 239 \text{ A/m}$.

Abb.14 zeigt das Ergebnis des Magnetfeldglühens parallel zu $[011]$. In Glührichtung hat sich deutlich eine Anisotropie ausgebildet. In der $[100]$ -Richtung ist zwar H_c minimal, aber von Null verschieden. Eine Erklärung von parallel zum Glühfeld ausgerichteten Rotationsellipsoiden mit Hilfe der Magnetisierungskurven von Abb.7 läßt sich nicht geben.

Für die 20h-Probe zeigt sich in $[011]$ wie erwartet ein geringeres H_c gegenüber der 40h-Probe. In $[100]$ jedoch ist H_c für beide Proben etwa gleich groß.

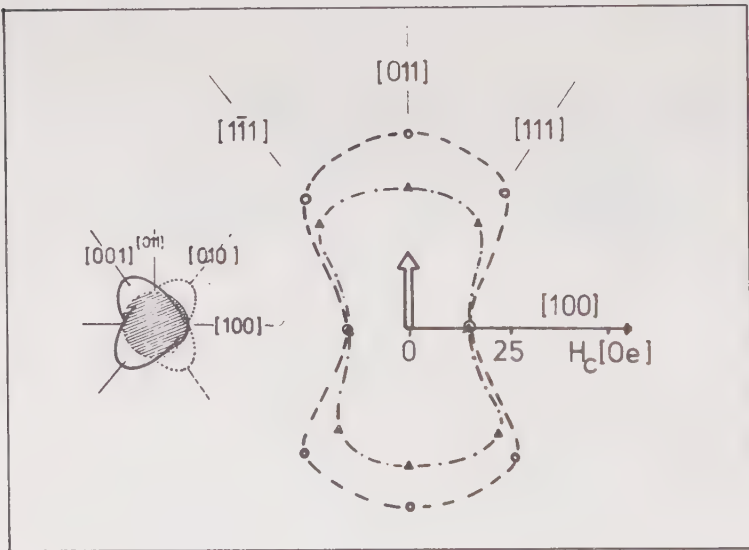


Abb.14 Werte für $H_{c(\text{exp})} \parallel [hkl]$; $H_{\text{glüh}} \parallel [011]$; Temperaturzeit 20h (Δ) (1 Probe) und 40h ($\circ$) (Mittel aus zwei Proben) bei $T = 873$ K. (vgl. Erläuterungen der Abb.12). Fehlergrenze ± 3 Oe ≈ 239 A/m.

3.3. Neutronenkleinwinkelstreuung (Kernforschungs- lage Jülich)

3.3.1. Meßprinzip und Anordnung

Die vom Reaktorkern kommenden polychromatischen thermischen Neutronen werden durch die kalte Quelle auf 50 K Neutronentemperatur herabgebremst und über einen gekrümmten Leiter von 40 m Länge zum externen Neutronenlaboratorium geführt. Hier werden sie durch den mechanischen Geschwindigkeitsselektor monochromatisiert ($\lambda = 7.9 \text{ \AA}$) und auf einer Strecke von 6,8 m kollimiert. Sie durchdringen dann die Probe und fallen nach 6 m entweder im Primärstrahl $\vec{k}_0$ auf den Beamstop oder im gestreuten Strahl $\vec{k}_s$ auf den horizontal liegenden Detektor, der eine Ortsauflösung von 0.9 cm besitzt.

In Abb.15 sind die wichtigsten Elemente der Neutronenstreu-
anordnung dargestellt:

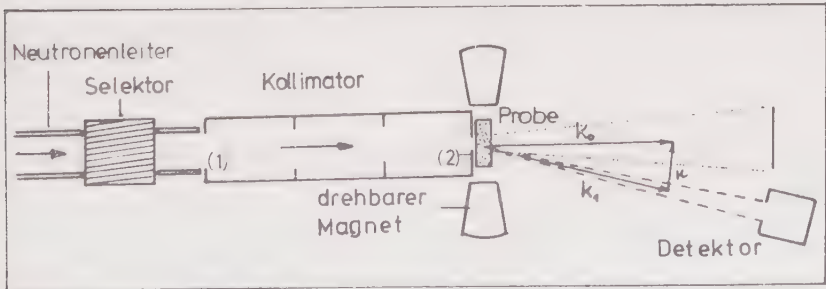


Abb. 15 Hauptelemente der Kleinwinkelstreuanlage

Bei einer Eingangsblende (1) von 23 mm Durchmesser, einer Probenblende (2) von 11 mm Durchmesser, einer Ortsauflösung des Detektors von 9 mm sowie einer chromatischen Unschärfe von $\Delta\lambda/\lambda = 0.09$ (Abb. 16) und einem maximalen Streuwinkel von $\varphi_c = 5 \times 10^{-2}$ ergibt sich eine relative Auflösung $\sigma_R/K \approx 9\%$, die in der Nähe des Beamstop auf ca. 30% [30] anwächst.

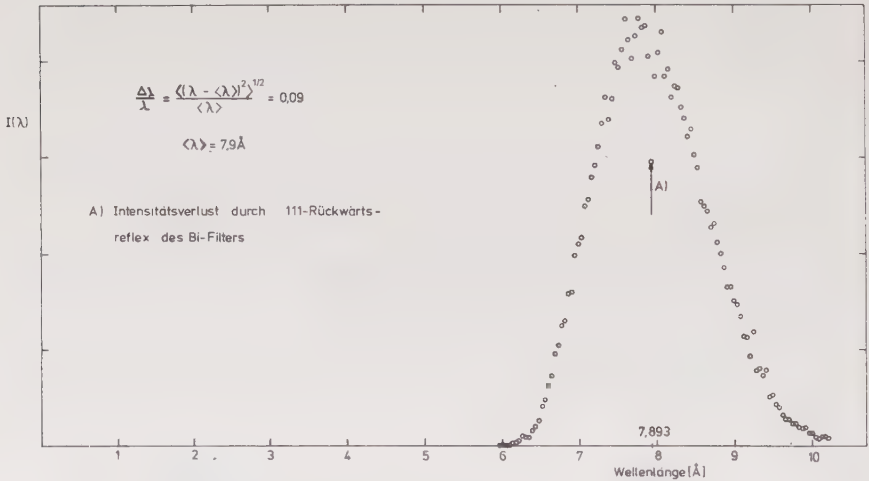


Abb. 16 Wellenlängenverteilung der Neutronen, die aus einer Flugzeitmessung bestimmt wurde.

Der Multi-Detektor, ein horizontal liegendes, ortsauflösendes Zählrohr mit 64 Kanälen, ist mit einem Kleinrechner verbunden, der die Meßdaten speichert. Abgeschlossene Meßzyklen können zu einem mittleren Rechner transferiert werden und über einen graphischen Display wieder zurückgerufen werden. Für die Aus-

wertung wird die elektronische Ortszuordnung vermittels eines Cadmium-Rasters getestet, die Akzeptanz der Zählrohre durch Lupolen, das gleichmäßig in den gesamten Raum streut, bestimmt, und schließlich mit Lupolen eine Absolutmessung der Intensität durchgeführt.

Die Zuordnung von Wellenlänge und Drehzahl des mechanischen Geschwindigkeitsselektors erfolgt über eine Flugzeitmessung. In Abb.16 entspricht der Wellenlänge $7.89 \text{ \AA}$ eine Selektordrehzahl von 2297 Umdrehungen pro Minute.

Die Probe kann über einen Schrittmotor, der von dem Kleinrechner angesteuert wird, um eine Achse parallel zur Scheibennormalen gedreht werden. Es werden nacheinander die kristallographischen Hauptrichtungen parallel zum Streuvektor $\vec{k}$ gelegt. Ein drehbar gelagerter, wassergekühlter Elektromagnet erzeugt am Ort der Probe bei einem Strom von 100 A ein Feld von $4,5 \text{ kOe} = 3.6 \times 10^5 \text{ A/m}$.

3.3.2. Streukurven und ihre Auswertung

3.3.2.1. Aufnahme und Auswertung der Streudaten

Für die kristallographischen Hauptrichtungen wird bei jeder Probe das Magnetfeld einmal parallel (Kernstreuung) und einmal senkrecht (Kern- und magnetische Streuung) zu $\vec{k}$ gelegt.

Eine Meßzeit von zwei Stunden ergibt Intensitäten, deren statistischer Fehler $< 1\%$ ist.

Diese Rohdaten werden auf Kanalverschiebung und Akzeptanz (Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählrohres) korrigiert, um die Untergrundstrahlung (homogenisierte Probe) reduziert, und dann auf gleiche Zählraten normiert. Nach Interpolation auf feste κ - Werte, die Vergleiche verschiedener Messungen erleichtert, werden magnetische Streuung und Kernstreuung separiert und als Guinier-Plot aufgetragen. Abb.17 zeigt die Kernstreuung einer Probe, die in einem Magnetfeld parallel zu $[100]$ geglüht wurde. Die Intensität fällt über den gesamten κ - Bereich ($\sim 3 \times 10^{-2} [\text{\AA}^{-1}]$) linear mit κ^2 ab.

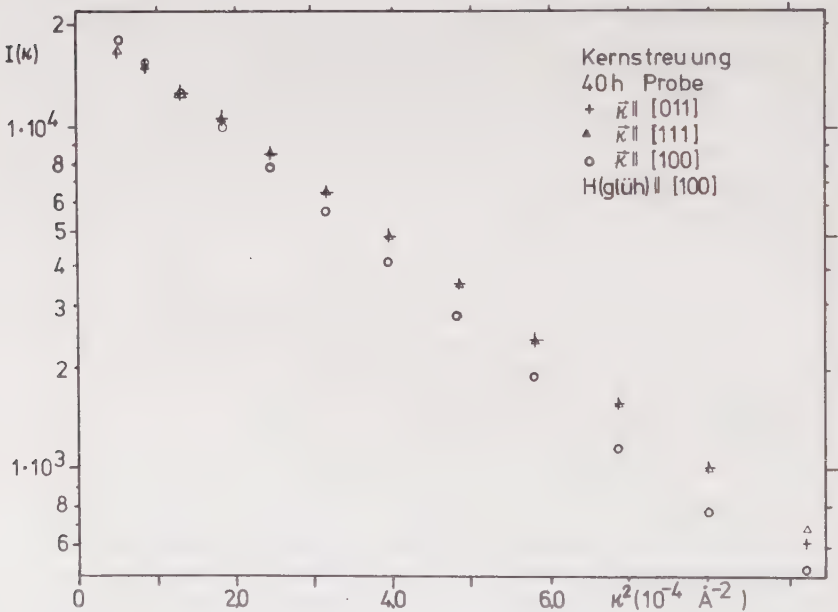


Abb.17 Guinier-Plot für Kernstreuung der Probe No. 025. Aufgetragen ist die Intensität in willkürlichen Einheiten gegen $\kappa^2 [\text{\AA}^{-2}]$. (In 2h wurden ca 6×10^5 Neutronen registriert).

3.3.2.2. Streumassenradius

Die Auswertung der Steigung der Streukurven (Abb.17) in der Darstellung des Guinier-Plot führt (Gl. (39)) zum Streumassenradius. In Abb.17 ist der Abfall der Streukurve für $\vec{\kappa}$ parallel zu $[100]$ deutlich größer als für $\vec{\kappa} \parallel [111]$ bzw. $\vec{\kappa} \parallel [011]$. Die Streukurven aller anderen Proben zeigen für Kern- und magnetische Streuung über den gesamten κ - Bereich einen ähnlichlinearen Verlauf.

Abb.31 zeigt in den Spalten 7 und 9 die Streumassenradien $R_g (\pm 1 \text{ \AA})$ für Kern- und magnetische Streuung. In den Spalten 8 und 10 ist die jeweilige vorwärts gestreute Intensität ($I(\vec{\kappa} \rightarrow 0)$) die man aus der Extrapolation der Streukurve für $\vec{\kappa} \rightarrow 0$ ("Vorwärtsstreuung") erhält, angegeben. Den Teilchenradius R bestimmt man mit Gl. (38). Für $m = 1.03$ kann die Ausscheidung als kugelförmig mit R gleich $1.29 R_g$ angenommen werden. Nimmt man einen linearen Abfall der Größenverteilungsfunktion zu größeren Teilchenradien hin nach Ernst [2] an, so läßt sich ein maximaler Radius $R_{\max}$ angeben zu

$$R_{\max} = 1.5 R_g .$$

Der lineare Abfall der Verteilungsfunktion zu größeren Radien hin wurde in elektronenmikroskopischen Arbeiten [47] gezeigt und an der 40h-Probe ($T = 873 \text{ K}$, $H = 0$) von Ernst [2] durch Nachwirkungsmessungen der Remanenz von Steigenberger [55] bestätigt. Abb.27, die in einem anderen Zusammenhang weiter unten

diskutiert wird, zeigt den linearen Abfall zu größeren Teilchenradien hin. Die magnetische Streuung und ihre Auswertung nach Gl. (39) ergibt R_g -Werte, die im Mittel 4% kleiner als die jeweiligen R_g -Werte der Kernstreuung sind. Der Unterschied kann dadurch erklärt werden, daß es zwischen Ausscheidung und Matrix keine definierte Phasengrenze gibt [6, S.485] .

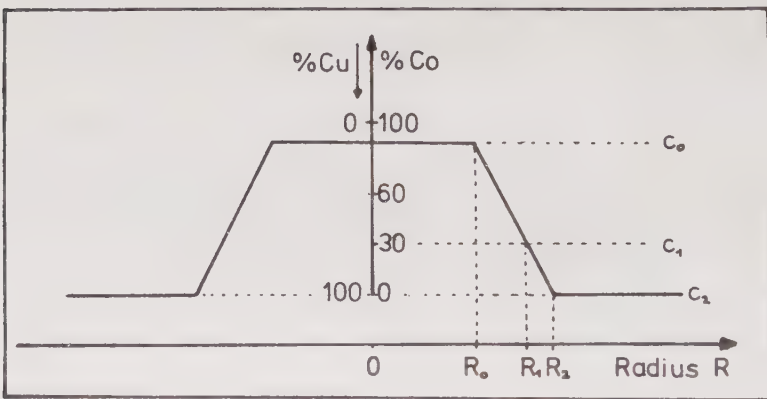


Abb.18 Trapezförmiges Konzentrationsprofil als Funktion des Abstandes vom Ausscheidungszentrum.

Mit einem trapezförmigen Verlauf des Konzentrationsprofils, wie er in Abb.18 dargestellt ist, ändert sich im Bereich $R_0 < R < R_2$ die Konzentration von c_0 bis zu c_2 . Für eine Kobaltkonzentration c_1 von 30% oder kleiner verschwindet das magnetische Moment [70] der Legierung.

3.3.2.3. Darstellung der R_g Werte

Abb.19, 20, 21 zeigen in Polardiagrammdarstellung den Streumassenradius für Kernstreuung.

In Abb.19 ist R_g in Glühfeldrichtung für beide Proben am größten. Die 20h-Probe hat ca. 5% kleinere R_g -Werte als die 40h-Probe. v bedeutet das gemessene Verhältnis von $R_g \parallel [100]$ zu $R_g \parallel [011]$ und beträgt 1.070 ± 0.015 .

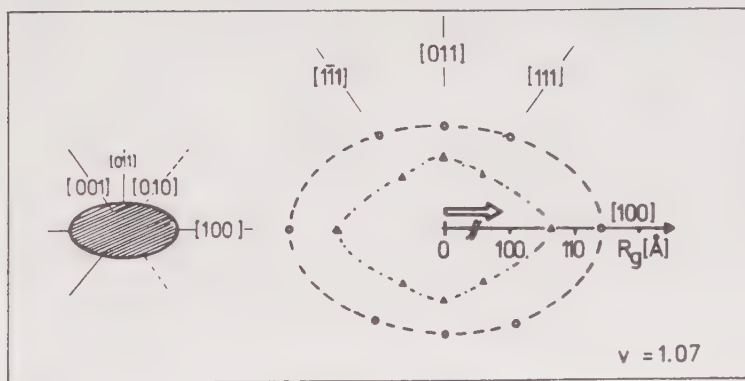


Abb.19 Polardiagramm für den Streumassenradius R_g . $H_{glüh}$ lag parallel $[100]$ (Doppelpfeil) und betrug 1.15×10^6 A/m; Temperaturzeit 20h ($\blacktriangle$) bzw. 40h ($\circ$) bei 873 K. Der Nullpunkt ist stark unterdrückt. Links oben ist das räumliche Teilchenmodell angedeutet, die $(0\bar{1}1)$ -Meßebeine ist schraffiert hervorgehoben. Die ausgezogenen Linien liegen oberhalb der Meßebeine, die gestrichelten darunter, v bedeutet das gemessene Verhältnis von $R_g \parallel [100]$ zu $R_g \parallel [011]$. (Fehler $\pm 1 \text{ \AA}$),

Ein Glühfeld parallel zu $[111]$ (Abb.20) ergibt für alle Proben den größten R_g -Wert in $[100]$. Mit $v = 1.040 \pm 0.015$ ist das gemessene R_g -Verhältnis kleiner als in Abb.19. Die 40h-Proben, die im Feld geglüht wurden, haben einen größeren Streumassenradius als die 20h-Probe. Für $H_{\text{glüh}} = 0$ ergeben sich bei gleicher Glühzeit kleinere R_g -Werte als bei $H_{\text{glüh}} \neq 0$.

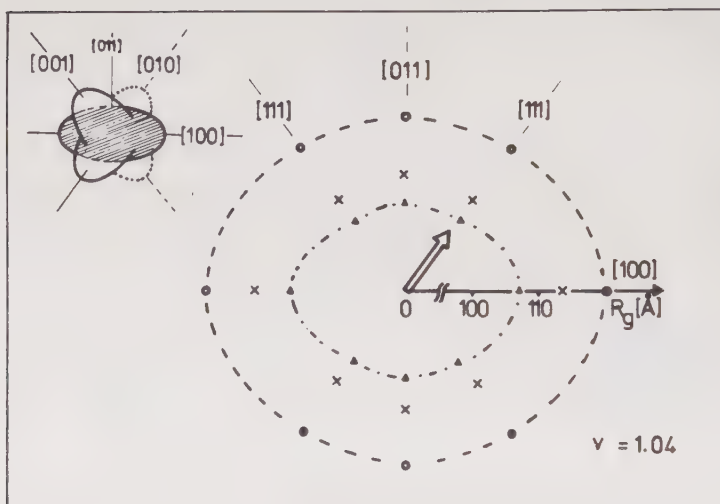


Abb.20 Streumassenradien für $H_{\text{glüh}} [111]$ ($\blacktriangle$), ($\circ$) bzw. $H_{\text{glüh}} = 0$ für ($\times$); die Temperzeit betrug 20h ($\blacktriangle$) (eine Probe) bzw. 40h ($\circ$) (Mittel aus zwei Proben), ($\times$) (eine Probe); Glühtemperatur 873 K. (Weitere Erklärungen bei Abb.19). (Fehler $\pm 1 \text{ \AA}$).

In Abb.21 ist der Streumassenradius für alle Proben senkrecht zur Glührichtung am größten. v ist mit 1.020 ± 0.015 zwar kleiner als in Abb.19 und Abb.20, aber weder aus Abb.20 noch aus Abb.21 läßt sich aus der Darstellung der Streumassenradien ein Teilchenwachstum parallel zum Glühfeld erkennen.

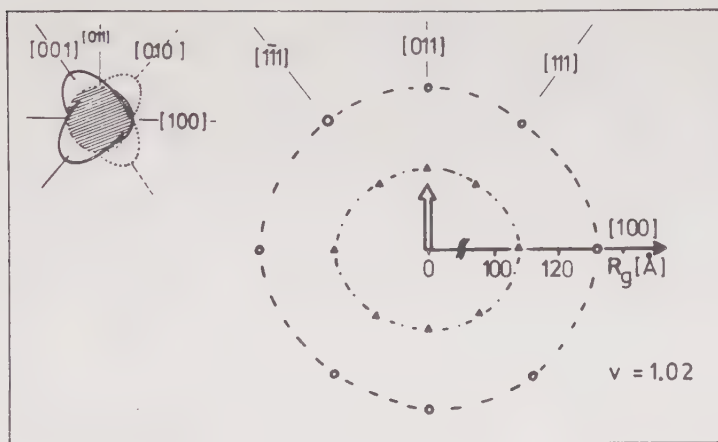


Abb.21 Streumassenradius für $H_{\text{glüh}} [011]$ in verschiedenen Meßrichtungen. Die Temperzeit betrug 20h ($\blacktriangle$) (eine Probe und 40h ($\circ$) (Mittel aus zwei Proben); Glühtemperatur 873 K (vgl. Erklärung zu Abb.19). (Fehler $\pm 1 \text{ \AA}$).

3.3.2.4. Anordnung der Ausscheidungen

Für $S(\vec{k}) = 1$ ist nach Gl.(39) die vorwärts gestreute Intensität ($\vec{k} \rightarrow 0$) proportional dem Quadrat des Volumens, der Anzahl N der Ausscheidungen und dem Quadrat der Streulängendichtedifferenz, deren Größen von der Meßrichtung unabhängig sind. Die

extrapolierte Vorwärtsstreuung aller Proben (siehe Abb.31) zeigt aber eine Änderung mit der Meßrichtung. In allen Fällen besitzt sie in $[100]$ -Richtung den höchsten Wert. Der Unterschied gegenüber der $[011]$ -Richtung ist ca. + 10%. Dies bedeutet, daß $S(\vec{\kappa})$ richtungsabhängig sein muß. Den Einfluß von $S(\vec{\kappa})$ kann man durch folgende Überlegungen erkennen;

$S(\vec{\kappa})$ liefert einen Beitrag zur Streuung, der im Bereich $\kappa \leq 2\pi/r$ durch die Guinier-Näherung beschrieben werden kann, wobei r der mittlere Abstand der Ausscheidungen ist; d.h. $\kappa \leq 0.001 \text{ \AA}^{-1}$. Da die Anordnungsfunktion $S(\vec{\kappa})$ kubische Symmetrie besitzen muß, ist der Beitrag von $S(\vec{\kappa})$ zur Streuung in diesem κ -Bereich isotrop. Ausgewertet wurde aber im Bereich $0.005 \leq \kappa \leq 0.02 \text{ \AA}^{-1}$, für den die Guinier-Näherung für $S(\vec{\kappa})$ nicht mehr gültig und der Beitrag von $S(\vec{\kappa})$ zur Streuung nicht mehr isotrop sein muß.

Ein Hinweis dafür, daß in allen Fällen die $[100]$ - Richtung ausgezeichnet ist, ergibt sich aus der elastischen Wechselwirkungsenergie zweier Ausscheidungen (Abschnitt 2.1.1.6.), bei der die $[100]$ -Richtungen sich durch das Vorzeichen der Wechselwirkungsenergie von den anderen Richtungen unterscheiden.

Den Einfluß von $S(\vec{\kappa})$ rechnerisch zu berücksichtigen, ist sehr schwierig. Da alle Proben eine Anisotropie der Anordnung zeigen, wurde bei der Probe, die ohne Feld gegläht war, angenommen, daß die R_g -Werte für alle Meßrichtungen gleich seien und daß der Unterschied der R_g -Werte von $4,5 \text{ \AA}$ zwischen $\vec{\kappa} \parallel [100]$ und $\vec{\kappa} \parallel [011]$ auf die Anisotropie der Anordnung zurück-

zuführen sei. Für die Untersuchung der Energieschwelle für Formanisotropie ist nicht so sehr die absolute Größe von R_g entscheidend, sondern v . Das heißt, für alle Proben können die Werte $\bar{v}$ auf folgende Art (vgl. Abb.22)

korrigiert werden: $v^* = (R_g \parallel [100] - 4.5 \text{ \AA}) / (R_g \parallel [011])$,

Glühfeld in Richtung	[100]	[111]	[011]	ohne Feld
v	1.070	1.040	1.020	1.040
v^*	1.030	1.000	0.980	1.000
Δv	+ 0.015			

Abb.22 Gemessene (v) und korrigierte (v^*) Verhältnisse der Streumassenradien für verschiedene Glühfeldrichtungen.

Es ist $v = (R_g \parallel [100]) / (R_g \parallel [011])$ und

$v^* = (R_g \parallel [100] - 4.5 \text{ \AA}) / (R_g \parallel [011])$. Δv gibt den Fehler für v an.

3.3.2.4. Anzahl der Ausscheidungen

Über eine Absolutmessung der Intensität I der gestreuten Neutronen kann aus Gl.(39) die Zahl N_0 der Ausscheidungen pro Volumeneinheit ermittelt werden . Deshalb bestimmt man bei gleicher Kollimation und gleicher Wellenlänge die gestreute Intensität einer Probe mit bekanntem Streuquerschnitt (Lupolen oder Vanadium); denn es ist [29]

$$(46) \quad I \sim D \cdot T \frac{d \sum_{\vec{L}}}{d \vec{L}} (\vec{K}) ,$$

wobei D die Probendicke und T die Transmission bedeuten. Ein Vergleich der gestreuten Intensität der Cu-Co Probe mit der Lupolenmessung ergibt mit Gl.(39) für die Zahl der Ausscheidungen pro Volumeneinheit (vgl. Abb.23)

$$(47) \quad N_O = \frac{I(\vec{K} \rightarrow 0)}{\Delta \varphi^2 V^2} \cdot E .$$

Hierbei ist $E = 0.0045$ ein Faktor, in dem die Probendaten und Konstanten für Lupolen sowie Probendicke und Transmission der Cu-Co Proben enthalten sind, und $\Delta \varphi^2 = 2.04 \times 10^{13} [\text{m}^{-4}]$ (Abb.30). V ist als Volumen von kugelförmigen Teilchen ermittelt worden, deren Radius zu $1.29 R_g$ (Gl.(38)) bestimmt wurde. Der Wert für R_g wurde der Abb.31 für eine Meßrichtung parallel $[111]$ entnommen.

Eine andere Möglichkeit, die Zahl der Ausscheidungen pro Volumeneinheit N'_O zu bestimmen, ergibt sich aus der Löslichkeitskurve für Cu-Co. Mit $p = 0.005$ ist das gesamte ausgeschiedene ferromagnetische Volumen V_{aus} bekannt. Für ein mittleres Teilchenvolumen V gilt

$$(48) \quad N'_O = \frac{V_{\text{aus}}}{V} .$$

Die Werte für N'_O sind in Abb.23 den entsprechenden N_O -Werten gegenübergestellt. Die Übereinstimmung beider Werte ist zufriedenstellend; denn eine Änderung des Teilchenradius bewirkt eine Änderung des Verhältnisses von N_O zu N'_O mit der 3. Potenz.

Proben-No.	$N_O \cdot m^{-3} \cdot 10^{20}$	$N_O' \cdot [m^{-3}] \cdot 10^{20}$	R $\frac{1}{A}$
	$\pm 10\%$	$\pm 20\%$	
O19	3.3	4.7	136
O21	3	4.9	134
O22	3.4	5.5	129
O13	2.1	2.9	160
O14	3.0	4.2	142
O23	1.4	2.3	173
O24	1.9	3.0	159
O25	3.5	4.5	138
O27	3.3	4.5	138

Abb. 23 Zahl der Ausscheidungen pro m^3 , einmal aus absoluten Intensitätsmessungen (N_O), einmal aus der Packungsdichte (N_O').

4. Diskussion

4.1. Das Teilchenmodell

Mit folgendem Modell sollen alle Messungen erklärt werden:

- M1 Die elastische Wechselwirkung begünstigt das Wachstum der Ausscheidungen in $[100]$.
- M2 Die elastische Wechselwirkung ist von kubischer Symmetrie, deshalb hat auch die Form der Teilchen kubische Symmetrie.
- M3 Ein starkes Magnetfeld während des Wachstums parallel zu einer $[100]$ - Richtung begünstigt das Wachstum in dieser Richtung.
- M4 Je nach der Richtung des Magnetfeldes bezüglich aller $[100]$ - Richtungen erhält man uniaxiale, biaxiale und kubische Teilchenformen , die man sich aus einem, zwei oder drei gleichen, sich rechtwinklig durchdringenden Rotationsellipsoiden dargestellt denken kann.

4.2. Modell und Messungen

4.2.1. Neutronenstreuemessungen

Ein Glühfeld , das parallel zu $[100]$ lag, begünstigt (M3,M4) ein Rotationsellipsoid, dessen lange Achse parallel zu $[100]$ liegt. Die NKWS-Daten (Abb.19,22) der 20h- und 40h-Probe ergeben ein in $[100]$ elongiertes Teilchen. Da die lange Achse des Rotationsellipsoides in der Meßebene liegt, entspricht das gemessene bzw. korrigierte v der Elongation m von 1.03.

Liegt das Feld während des Glühens in $[111]$, dann herrscht in allen drei benachbarten $[100]$ -Richtungen die gleiche Magnetfeldkomponente. Nach M4 erhält man eine Teilchenform mit kubischer Symmetrie, für die die Streuung in Guinier-Näherung isotrop ist. v^* ist für die 20h- und 40h-Probe innerhalb der Fehler gleich (Abb.22). Dies deutet darauf hin, daß in allen Proben die gleiche Teilchenform vorliegt.

Ein Glühfeld, das parallel zu $[011]$ liegt, hat in $[010]$ und $[001]$ gleiche Komponenten des Magnetfeldes. Das Teilchen elongiert in diesen Richtungen und besitzt eine biaxiale Symmetrie (M4). Die langen Teilchenachsen in $[010]$ und $[001]$ liegen nicht in der (011)-Meßebe. Die NKWS bestimmt deshalb nicht das Achsenverhältnis m , sondern die Projektion davon. Mit $1/v^* = 1.02$ (Abb.22) errechnet sich eine Elongation parallel zu $[010]$ bzw. zu $[001]$ von $m = 1.03$. Das Teilchenmodell erklärt die NKWS-Daten befriedigend. Beim einachsigen Teilchen erhält man $m = 1.03$ direkt, beim zweiachsigen Teilchen errechnet sich die Elongation parallel zu $[001]$ und $[010]$ zu $m = 1.03$, während beim kubischen Teilchen wegen der isotropen Streuung kein m bestimmt werden kann.

4.2.2. Magnetische Messungen

Nach Abschnitt 2.1.1. werden die Magnetisierungskurven hauptsächlich durch Formanisotropie und Kristallanisotropie bestimmt,

weshalb sich die Diskussion der magnetischen Messungen auf diese beiden Einflußgrößen beschränkt. Die Diskussion erfolgt in 4 Schritten. Zuerst werden in Abb.24 die gemessenen H_C - Werte für die verschiedenen Glührichtungen und Meßrichtungen den entsprechenden erwarteten Werten für überwiegende Formanisotropie gegenübergestellt, die aus dem Teilchenmodell abgeleitet werden. Dann wird eine Größe w_{ber} eingeführt, die sich mit der Teilchenform ändert und aus der ersichtlich ist, welche Art der Anisotropie die Magnetisierungskurve bestimmt. Als dritter Schritt wird für jede der drei Glühfeldrichtungen sowie für $H_{\text{glüh}} = 0$ w_{ber} mit einem aus den Meßwerten abgeleiteten Wert w_{exp} verglichen und schließlich werden die Ergebnisse für w_{ber} und w_{exp} zusammengefaßt und zur Verdeutlichung in Abb.25 zusammengestellt.

- 1) In Abb.24 ist unter der jeweiligen Glühfeldrichtung das entsprechende Teilchenmodell (M4) mit dem Symmetriefaktor φ_F nach Gl. (10a) angegeben. Es werden erwartete H_C^* -Werte für reine Formanisotropie und homogene Rotation den entsprechenden gemessenen H_C^* - Werten gegenübergestellt. Es wird für reine Formanisotropie und homogene Rotation definiert: $H_{C(\text{ber})}^* \parallel [hkl] = \varphi_F \cdot H_C(\hat{\varphi}) / H_C(\hat{\varphi} = 0)$, wobei wegen Gl.(22) dann $H_C \sim K_F$ ist und $H_C(\hat{\varphi})$ der Abb.7 entnommen wird. Dies sei an einem Beispiel gezeigt: Für $H_{\text{glüh}} \parallel [111]$ ergibt das Modell eine kubische Teilchenform mit $\varphi_3 = 1/3$. Gefragt sei nach $H_{C(\text{ber})}^* \parallel [011]$. Aus Abb.7 ergibt sich mit $\hat{\varphi} = 45^\circ$ $H_C(\hat{\varphi}) / H_C(0) = 0.5$. Somit ist $H_{C(\text{ber})}^* \parallel [011] = 0.17$. Die Werte $H_{C(\text{exp})}^*$ werden gebildet in der Form $H_{C(\text{exp})}^* \parallel [hkl] = H_{C(\text{exp})} \parallel [hkl] / H_{C(\text{max})}$.

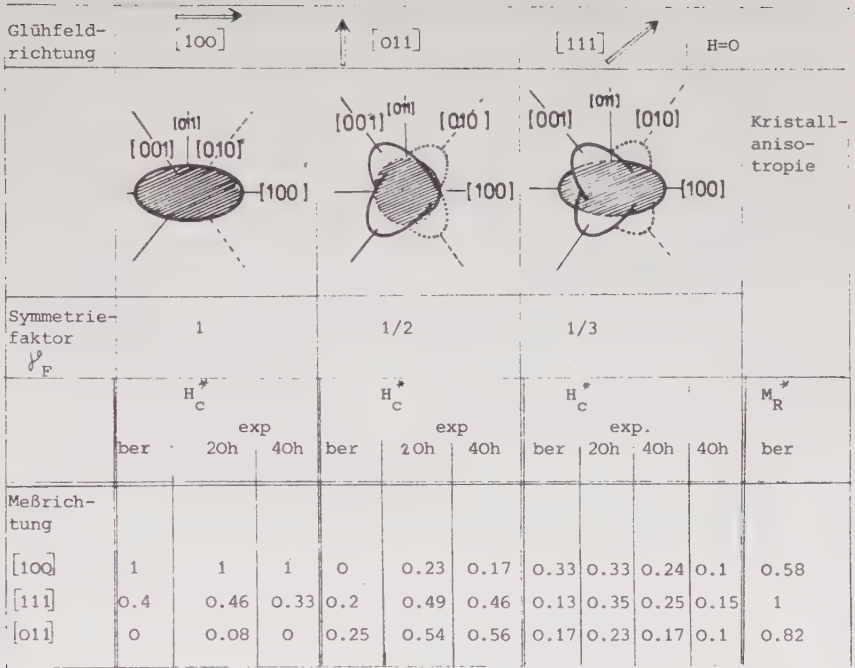


Abb. 24 Gegenüberstellung der gemessenen H_C^* - Werte ($H_{C(\text{exp})}^*$) der 20h- und 40h-Proben für $H_{\text{glüh}} \parallel [hkl]$ sowie $H_{\text{glüh}} = 0$ mit den aus dem Teilchenmodell (M4) erwarteten H_C^* - Werten ($H_{C(\text{ber})}^*$). In der letzten Spalte ist für überwiegende Kristallanisotropie die Remanenz $M_R^* \parallel [hkl]$ angegeben. Nähere Erläuterungen im Text.

$H_{C(\text{max})}$ ist der Wert von H_C für $H_C \parallel [100]$ für $H_{\text{glüh}} \parallel [100]$.

Für alle 20h-Proben ist $H_{C(\text{max})} = 65 \text{ Oe} = 5175 \text{ A/m}$ und für alle 40h-Proben $H_{C(\text{max})} = 90 \text{ Oe} = 7165 \text{ A/m}$.

In der letzten Spalte der Abb. 24 ist für überwiegende Kristallanisotropie (kugelförmige Teilchen) die Remanenz $M_{R(\text{ber})}^* \parallel [hkl] = (M_R \parallel [hkl]) / (M_R \parallel [111])$ angegeben. $M_R \parallel [hkl]$ bezeichnet die Komponente der Magnetisierung in Meßrichtung, wenn nach Abschalten des Feldes die Magnetisierung in die nächstgelegene leichte Richtung dreht.

- 2) Eine mit der Teilchenform veränderliche Größe w_{ber} erhält man auf die folgende Weise: Die Kristallanisotropie ist bei gleicher Temperatur für alle kfz-Kobaltausscheidungen gleich und ihre Energieschwelle ist nach Gl.(5) $\Delta E_K/V = 1/12 \cdot |K_1|$. Die Energieschwelle für Formanisotropie bei einer bestimmten Temperatur ist bei einem Rotationsellipsoid durch die Größe von m festgelegt (Gl.(7)). Für verschiedene Glührichtungen erhält man verschiedene Teilchenformen (M4), deren Formanisotropie durch verschiedene Energieschwellen (Gl.(9) und (10)) charakterisiert werden kann.

Bildet man den Quotienten w_{ber} der Energieschwelle für Formanisotropie ($m = 1,03$) (Gl.(7), (9)) zu der für Kristallanisotropie (Gl.(5)) und setzt die Werte der Gl.(5), (8) ein, so ergibt sich

$$(49) \quad w_{\text{ber}} = \frac{\gamma_F \cdot K_F}{1/12 |K_1|} = \gamma_F \cdot 2.3 \quad ,$$

wobei für γ_F die Werte von Gl.(10a) verwendet werden.

Ein Wert von w_{ber} , der größer als 1 ist, bedeutet einen stärkeren Einfluß von Formanisotropie gegenüber der Kristallanisotropie. Die leichten Richtungen (größeres $H_{\text{c(ber)}}^*$) entnimmt man je nach Teilchenform der Abb.24. Wenn w_{ber} kleiner als 1 ist, überwiegt die Kristallanisotropie; hier für ist $[111]$ leichte und $[100]$ schwere Richtung ist. Aus den Meßwerten erhält man umgekehrt $w_{\text{exp}} > 1$ ($w_{\text{exp}} < 1$), wenn $H_{\text{c(exp)}}^*$ für die leichte Richtung für Formanisotropie der entsprechenden Teilchenform (M4) größer (kleiner) ist als $H_{\text{c(exp)}}^* \parallel [111]$ (leichte Richtung für Kristallanisotropie).

3) Nun werden die gemessenen H_C^* - Werte für die drei Glührichtungen in Verbindung mit dem Teilchenmodell anhand der Abb. 24 diskutiert.

Fall 1) $H_{\text{glüh}} \parallel [100]$; uniaxiales Teilchenmodell:

Nach M3, M4 elongieren die Teilchen nur in Glührichtung.

Mit $\beta_1 = 1$ ist nach Gl. (49) $w_{\text{ber}} = 2.3$. Man erwartet einen überwiegenden Einfluß der Formanisotropie. Die $H_{C(\text{exp})}^*$ - Werte zeigen für die 20h- und für die 40h-Probe in $[100]$ den größten (leichte Richtung) und in $[011]$ den kleinsten Wert (schwere Richtung). Die $H_{C(\text{exp})}^*$ - Werte können allein durch Formanisotropie erklärt werden. Deshalb ist w_{exp} deutlich größer als 1. Für diesen Fall stimmen Experiment und Modell überein.

Die 20h-Probe zeigt senkrecht zur Glührichtung (schwere Richtung) ein nicht verschwindendes $H_{C(\text{exp})}^*$, das als möglicher Einfluß von Kristallanisotropie gedeutet werden kann (Erklärung beim zweiachsigen Teilchen).

Fall 2) $H_{\text{glüh}} \parallel [011]$; biaxiales Teilchenmodell:

Die Teilchen sind nur in $[010]$ und $[001]$ elongiert. Deshalb erwartet man bei überwiegender Formanisotropie für $H_{C(\text{exp})}^*$ in $[011]$ den größten Wert und in $[100]$ den Wert Null.

Mit $\beta_2 = 1/2$ ist nach Gl. (49) $w_{\text{ber}} = 1.2$.

Die $H_{C(\text{exp})}^*$ - Werte der 20h- und 40h-Probe, die parallel $[011]$ gegläht wurden, nehmen in Glührichtung den größten und senkrecht dazu den kleinsten, jedoch von Null deutlich verschiedenen Wert an. Dies läßt sich weder allein mit

Formanisotropie noch mit Kristallanisotropie erklären sondern erfordert eine Kombination aus beiden Anisotropien.

Eine Kombination von Form- und Kristallanisotropie läßt sich so verstehen: In den Proben liegt eine Verteilung der Teilchenradien vor [55,47]. Mit dem Wachstum ändern die Ausscheidungen ihr Achsenverhältnis m [54,2,5]. Wenn die Energieschwelle für Formanisotropie ungefähr so groß wie für Kristallanisotropie ist, reichen kleine Änderungen von m bereits aus, daß bei den größeren Teilchen die Formanisotropie und bei den kleineren Teilchen die Kristallanisotropie die leichte Richtung bestimmt. Nach dem Sättigen parallel $[100]$ (schwere Richtung für Formanisotropie) und Abschalten des Feldes dreht die Magnetisierung der größeren Teilchen in die senkrechten $[010]$ und $[001]$ - Richtungen (leichte Richtung für Formanisotropie). Für diese Teilchen verschwindet die Koerzitivkraft in $[100]$. Die Magnetisierung der Teilchen, deren magnetisches Verhalten von Kristallanisotropie geprägt wird, liegt nach dem Abschalten des Feldes parallel zu den benachbarten $[111]$ - Richtungen. Eine Komponente davon liefert einen Beitrag zur Koerzitivkraft in $[100]$. Dieser Beitrag sollte bei der 20h-Probe mit dem etwas kleineren Teilchen gegenüber der 40h-Probe größer sein. Aus Abb.14 ist ersichtlich, daß der Unterschied zwischen $H_c \parallel [011]$ und $H_c \parallel [100]$ für die 20h-Probe kleiner als bei der 40h-Probe ist.

Nun soll die Größenordnung für w_{exp} aus den Meßwerten abgeschätzt werden:

Für Form- und Kristallanisotropie ist $[100]$ eine schwere

Richtung. $H_{C(\text{exp})}^* \parallel [100]$ zeigt für die 20h- und 40h-Probe den kleinsten H_C^* - Wert. $H_{C(\text{exp})}^* \parallel [011]$ zeigt im Vergleich zu $H_{C(\text{exp})}^* \parallel [111]$ (leichte Richtung für Kristallanisotrope) den größeren Wert, was auf eine Majorität der durch Formanisotropie bestimmten Teilchen hinweist. Aus dem Vergleich $H_{C(\text{exp})}^* \parallel [011]$ mit $H_{C(\text{exp})}^* \parallel [111]$ läßt sich $w_{\text{exp}} > 1$ angeben. Dieser Wert ist mit dem oben angegebenen von $w_{\text{ber}} = 1.2$ verträglich. Dies bedeutet, daß das biaxiale Teilchenmodell die H_C^* - Werte für $H_{\text{glüh}} \parallel [011]$ beschreibt und daß die Größenordnung von $\beta_2^2 = 1/2$ (Gl. (10a)) bestätigt wird.

Fall 3) $H_{\text{glüh}} \parallel [111]$; $H_{\text{glüh}} = 0$; kubisches Teilchenmodell:

Ein Glühfeld parallel zu $[111]$ bewirkt nach M3, M4 eine kubische Teilchenform. Mit $\beta_3^0 = 1/3$ wird mit Gl. (49) $w = 0.8$. Dies bedeutet, daß ein leicht überwiegender Einfluß von Kristallanisotropie vorhanden und deshalb $[111]$ leichte Richtung ist. Die Werte $H_{C(\text{exp})}^*$ für ein Glühfeld parallel $[111]$ der Abb. 24 lassen sich weder allein durch Form- oder allein durch Kristallanisotropie erklären; denn für die 20h- und die 40h-Probe ergeben sich für $H_{C(\text{exp})}^* \parallel [111]$, der leichten Richtung für Kristallanisotropie, nur geringfügig höhere Werte als für $H_{C(\text{exp})}^* \parallel [100]$, der leichten Richtung für Formanisotropie. Hieraus kann man $w_{\text{exp}} \lesssim 1$ ableiten. Das kubische Teilchenmodell erklärt für $H_{\text{glüh}} \parallel [111]$ die Messungen zufriedenstellend. β_3^0 wird zumindest in der Größenordnung bestätigt.

Schließlich erhält man für die Probe, die ohne Feld gegläht wurde und ebenfalls kubische Form besitzt (M1, M2), mit

$\beta_3^0 = 1/3$ den Wert $w_{\text{ber}} = 0.8$. $H_{C(\text{exp})}^* \parallel [111]$ zeigt ver-

glichen mit den beiden anderen Richtungen den größeren Wert. Hieraus läßt sich $w_{\text{exp}} < 1$ abschätzen. Das Teilchenmodell für $H_{\text{glüh}} = 0$ beschreibt auch hier die Messungen zufriedenstellend. Ebenso wird $\nu_3 = \frac{1}{3}$ in der Größenordnung bestätigt.

- 4) Mit unserem Teilchenmodell lassen sich die magnetischen Messungen befriedigend erklären. Zusammenfassend sei gesagt, daß sich Werte für w_{exp} (vgl. Abb. 25) abschätzen lassen, die sich für $m = 1.03$ erheblich mit der Teilchensymmetrie und etwas mit der Teilchengröße ändern. Das uniaxiale Teilchen (Abb. 24) ergibt für w_{exp} einen deutlich größeren Wert als 1. Bei der 20h-Probe zeigt sich ein geringer Einfluß von Kristallanisotropie in $[011]$ (Abb. 12). Das biaxiale Teilchen zeigt für die 40h-Probe mehr und für die 20h-Probe etwas weniger ausgeprägt den leicht überwiegenden Einfluß von Formanisotropie, während das kubische Teilchen etwa gleich von Formanisotropie und Kristallanisotropie beeinflusst wird. Die Werte w_{ber} und w_{exp} zeigen eine befriedigende Übereinstimmung. Das bedeutet, daß die Ungleichung (10) erfüllt ist.

Teilchensymmetrie	Symmetriefaktor ν_F	m	w_{ber}	w_{exp}
uniaxial	1	1.03	2.3	deutlich größer 1
biaxial	1/2	1.03	1.2	> 1
kubisch	1/3	1.03	0.8	≤ 1 bzw. < 1

Abb. 25 Berechnete (Gl. (49)) und aus den magnetischen Messungen abgeschätzte Werte w_{ber} , w_{exp} für verschiedene Teilchensymmetrien.

Abschließend sei der Einfluß elastischer Wechselwirkungsenergie auf die Größe der Elongation diskutiert.

Nach unserem Modell (M1) erfolgt das Wachstum unter dem Einfluß der elastischen Wechselwirkungsenergie. Der maximale elastische Energieunterschied zwischen Anziehung und Abstoßung von Kobaltausscheidungen und Atom beträgt mit den Einschränkungen von Gl.(18) 3% bis 7% der thermischen Energie, und für die Leerstelle um einen Faktor 3 mehr. Die thermische Energie bewirkt eine isotrope Diffusion der Kobaltatome bzw. der Leerstellen, während die elastische Wechselwirkung zu einer Anisotropie der Diffusion führen kann. Um die geringe Elongation von 1.03 zu bewirken, könnte schon eine so geringe Anisotropie ausreichen.

4.2.3. Ergebnis aus der NKWS und den magnetischen Messungen

Die Kobaltausscheidungen lassen sich entsprechend der Vorgesichte der Probe durch ein, zwei oder drei gleiche Rotationsellipsoide mit $a > b = c$ und $m = a/b = 1.030 \pm 0.015$ darstellen, die sich rechtwinklig durchdringen. Die Energieschwelle für Formanisotropie des biaxialen und kubischen Teilchens kann näherungsweise durch die Energieschwelle des uniaxialen Teilchens mit $a > b = c$ und $m = 1.03$ multipliziert mit einem Faktor β_F , der nur von der Symmetrie der Teilchenform abhängt, dargestellt werden.

4.3. Vergleich mit anderen Autoren

Berghout [54], der einkristalline Cu-2at% Co Proben im Magnetfeld glühte, bestimmt aus Drehmoment-Messungen die effektive Anisotropiekonstante und schließt daraus auf ein Modell von elongierten Rotationsellipsoiden. Sie sind demnach in denjenigen $[100]$ -Richtungen verlängert, die den kleinsten Winkel mit dem Feld bilden.

In Abb.26 ist das Modell von Berghout dargestellt. Die H_c - Werte sind für die jeweiligen Meßrichtungen angegeben.

Glühfeld- richtung	$\rightarrow [100]$	$\uparrow [011]$	$\nearrow [111]$
Symmetrie- faktor γ_F	1	1	1
Meßrichtung	$H_{c(ber)}^*$	$H_{c(ber)}^*$	$H_{c(ber)}^*$
$[100]$	1	0	0.33
$[111]$	0.4	0.4	0.4
$[011]$	0	0.5	0.33

Abb. 26 $H_{c(ber)}^*$ für uniaxiale Formanisotropie und homogene Rotation für das Teilchenmodell nach Berghout [54]. Für die Hauptrichtungen ist $H_{c(ber)}^* = g \cdot H_c(\vartheta) / H_c(\vartheta=0)$, wobei g das Verhältnis der Zahl der Rotationsellipsoide, die zu $H_{c(ber)}^*$ beitragen, bezogen auf ihre Gesamtzahl bedeutet, und $H_c(\vartheta)$ der Abb.7 entnommen ist.

Der Unterschied zu unserem Modell liegt darin, daß die Schwellenergie für Formanisotropie und ihr Verhältnis zur Kristallanisotropie bei konstantem Achsenverhältnis konstant bleibt.

Mit dem Modell von Berghout lassen sich die vorliegenden H_C - Messungen (vgl. Abb.24) des uniaxialen und kubischen Modells erklären, aber nicht das nicht verschwindende H_C in $[100]$ bei biaxialen Teilchen.

Unser Modell hingegen vermag auch die publizierten Drehmomentkurven von Berghout zu erklären. Speziell die kristallographischen Richtungen, in denen das Drehmoment zu Null wird, lassen sich bestätigen.

Interessanterweise beschreibt das Modell von Berghout die experimentellen Ergebnisse nur dann befriedigend, wenn parallel zu einer $[100]$ - Richtung gegläht wird. Für ein Glühfeld parallel zu $[011]$ erhält er für die experimentell bestimmte effektive Anisotropiekonstante einen Wert, der um den Faktor 4 kleiner ist als der nach dem Modell erwartete Wert.

Arbeiten anderer Autoren [53,5] ergeben, daß Kobaltausscheidungen im Verlauf ihres Wachstums ihre Form ändern: So zeigen Untersuchungen der ferromagnetischen Resonanz an Proben von Ernst [2,4], daß Teilchen mit einem Radius größer oder gleich $290 \text{ \AA}$ die Form eines abgeplatteten Rotationsellipsoids besitzen. Mit unserem Teilchenmodell läßt sich die Formänderung so verstehen: Ohne Glühfeld elongieren die kohärenten Kobaltteilchen unter dem Einfluß der elastischen Wechselwirkung in alle $[100]$ - Richtungen. Die Kohärenz mit der Matrix bleibt

nach elektronenmikroskopischen Untersuchungen [57] bis $R = 270 \text{ \AA}$ erhalten. Deshalb erwartet man für $R = 230 \text{ \AA}$ kubische Teilchenform. Mit Verlust der Kohärenz in einer Richtung können sich bei weiterem Wachstum abgeplattete Rotationsellipsoide ausbilden.

Mit dem vorliegenden Teilchenmodell kann eine Abweichung zwischen den Werten der absoluten Größe der Ausscheidungen, die mit zwei verschiedenen Methoden bestimmt werden, erklärt werden.

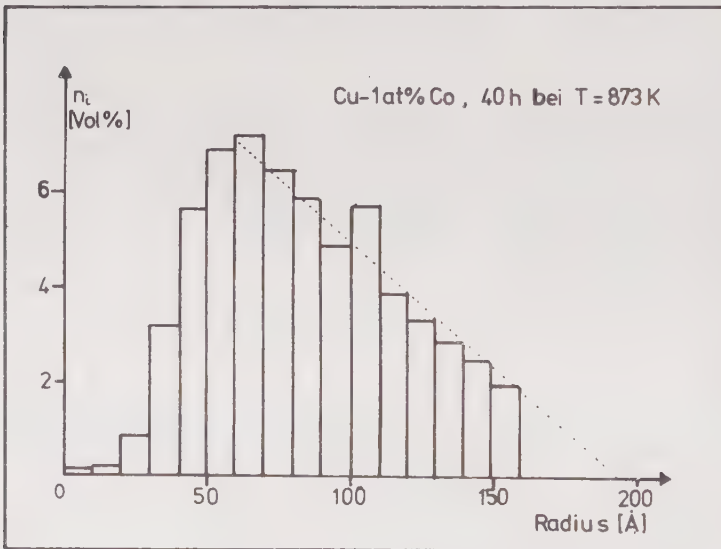


Abb. 27 Verteilungsfunktion für die 40h-Probe von Ernst [2], gemessen und ausgewertet von Steigenberger [55]. Für Teilchenradien in einem Intervall von $10 \text{ \AA}$ gibt n_i den prozentualen Anteil am Gesamtvolumen an. Die Fläche unter der Treppenkurve erfaßt 62% des ausgeschiedenen Volumens.

Ernst [2] kommt für eine 40h-Probe ($H = O$) mit der NKWS unter Annahme eines linearen Abfalls der Verteilungsfunktion der Teilchenradien auf ein $R_{\max}$ von $165 \text{ \AA}$. Dieser lineare Abfall wurde von Steigenberger [55] (Abb.27) an derselben Probe mit der Messung des spm Grenzvolumens als Funktion der Temperatur bestätigt.

Eine Auswertung nach Gl.(15) liefert eine Aussage über die Teilchengröße. Steigenberger nahm kugelförmige Teilchen mit $K = \frac{1}{12} |K_1|$ und erhielt ein $R_{\max} = 193 \text{ \AA}$. Dies unterscheidet sich sehr deutlich von den Ergebnissen der NKWS, die sich besonders bei der Bestimmung von Ausscheidungsradien bewährt hat. Eine Auswertung der Gl.(15) für elongierte Teilchen mit m gleich 1.03 führt zu $R_{\max}$ gleich $145 \text{ \AA}$ ebenfalls in Widerspruch zur NKWS.

Teilchenform	Anisotropie	Nachwirkungsmessung $R_{\max}$	Neutronenstreuung $R_{\max}$
Kugel	Kristall-A. $\frac{1}{12} K_1$	$195 \text{ \AA}$	$165 \text{ \AA}$
Rotations- ellipsoid	Form-A. $\frac{1}{3} K_F = 1, K_F$	$145 \text{ \AA}$	
kubisches Teilchen	Form-A.u.Kristall-A. $\frac{1}{12} K_1 + \frac{1}{3} K_F \approx 1.8 \cdot \frac{1}{12} K_1$	$160 \text{ \AA}$	

Abb. 28 Ermittlung von $R_{\max}$ aus den Nachwirkungsmessungen von Steigenberger [55] für verschiedene effektive Anisotropien und dem Vergleich mit den Werten aus der NKWS von Ernst [2]. Daneben ist $R_{\max}$ angegeben, der von Ernst an dieser Probe aus Werten der NKWS ermittelt wurde.

Wertet man die Nachwirkungsmessung für kubische Teilchen und Kristallanisotropie mit $W_{\text{ber}} = 0.8$ aus und nimmt K als $1.8 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$, dann erhält man für R_{max} gleich $160 \text{ \AA}$. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung zu Ernst. In Abb.28 sind Teilchenform, effektive Anisotropie und der daraus abgeleitete maximale Teilchenradius zusammengestellt und dem NKWS-Wert gegenübergestellt.

Die 40h-Probe von Ernst [2] wurde von Gärtner [5] mit der ferromagnetischen Resonanz weiter untersucht. Ernst erklärt die NKWS-Daten mit elongierten Rotationsellipsoiden, deren lange Achsen parallel zu $[111]$ liegen. Die ferromagnetische Resonanz liefert keine eindeutige Aussage darüber, ob die vorliegenden Teilchen als elongierte oder abgeplattete Rotationsellipsoide dargestellt werden können. Jedoch läßt sich in Übereinstimmung mit anderen ferromagnetischen Resonanzmessungen [53] zeigen, daß die Rotationsachse parallel zu den $[100]$ -Richtungen liegt. Für diese Probe folgert Ernst [2] eine Elongation der Teilchen in $[111]$ aus folgendem Experiment, das ohne erneute Probenpräparation an derselben Probe nicht wiederholt werden kann:

Die Probe wird 40h lang ohne Feld bei einer Temperatur von 873 K geglüht. Nach der Glühbehandlung ergibt die Messung mit der Hallsonde kein magnetisches Moment der Probe. Anschließend wird für $\vec{k} \parallel [111]$ die Intensität der gestreuten Neutronen bestimmt. Nach Sättigung in $[111]$ und Abschalten des Feldes besitzt die Probe ein von Null verschiedenes magnetisches Moment. Eine Wiederholung des Streuexperimentes

für $\vec{k} \parallel [111]$ ergibt innerhalb der Fehlergrenzen die gleiche Streukurve. Daraus folgert Ernst, daß eine uniaxiale Anisotropie vorliegt, die er als Formanisotropie erklärt. Die Elongation in $[111]$ erklärt er aus dem Unterschied der Streukurven für $\vec{k}$ parallel den Hauptrichtungen für $H = 0$.

Dieses Experiment soll mit unserem Modell beschrieben werden: Nach dem Glühen sind die Magnetisierungsrichtungen der Teilchen gleichmäßig auf die leichten Richtungen verteilt und die resultierende Magnetisierung ergibt Null. Da mit $m = 1.03$ und kubischer Teilchenform $w_{\text{ber}} \approx w_{\text{exp}} \lesssim 1$ ist, sind die $[100]$ -Richtungen für die größeren Teilchen und die $[111]$ -Richtungen für die kleineren Teilchen leichte Richtung. Sättigen in $[111]$ richtet alle magnetischen Momente parallel zu $[111]$ aus. Nach dem Abschalten des Feldes verteilen sich die Magnetisierungsrichtungen der Teilchen mit $w_{\text{ber}} > 1$ gleichmäßig auf die nächstgelegenen $[100]$ -Richtungen. Der Zustand vor und nach dem Sättigungsfeld unterscheidet sich bei diesen Teilchen nur im Vorzeichen der Magnetisierungsrichtung, das die Streuung nicht beeinflusst (Gl. (43)). Die Teilchen mit $w_{\text{ber}} < 1$, die bei 300 K kein spm Verhalten zeigen, bleiben in dieser $[111]$ -Richtung und erhöhen das magnetische Moment. Die Auswirkungen dieses Zuwachses auf die Streukurve sind sehr klein; denn einmal ist bei dieser Probe mit einem H_c von 12 Oe = 955 A/m der Anteil der Teilchen mit spm Verhalten groß, und dann bestimmen die größeren Teilchen die Streuung wesentlich mehr als die kleinen.

5. Zusammenfassung

Aus magnetischen Messungen und Untersuchungen mit der Neutronenkleinwinkelstreuung am einkristallinen Ausscheidungssystem Cu - 1at% Co wird die Form von Kobalt-Teilchen mit Radien von etwa $150 \text{ \AA}$ bestimmt, deren Wachstum durch ein starkes Magnetfeld beeinflusst wurde.

Die Meßdaten werden durch folgendes Modell erklärt:

- Kohärenzspannungen in Kupfer bewirken über elastische Wechselwirkung, daß das Wachstum der Teilchen bevorzugt in den $[100]$ -Richtungen erfolgt.
- Diese treibende Kraft hat kubische Symmetrie, deshalb hat auch die Form der Teilchen kubische Symmetrie.
- Ein starkes Magnetfeld während des Wachstums parallel zu einer $[100]$ -Richtung begünstigt das Wachstum in dieser Richtung. Außerdem ändert sich die Teilchensymmetrie derart, daß man je nach Lage des Magnetfeldes bezüglich der $[100]$ -Richtungen Teilchenformen mit uniaxialer, biaxialer oder kubischer Symmetrie erhält, die man sich aus einem, zwei oder drei gleich großen, sich rechtwinklig durchdringenden Rotationsellipsoiden dargestellt denken kann (vgl. Abb. 24).

Aus den Neutronenstreudaten ergibt sich, daß die Ausscheidungen in $[100]$ -Richtungen elongiert sind mit einem Achsenverhältnis $m = 1.030 \pm 0.015$ bei einem mittleren Radius von etwa $150 \text{ \AA}$. Außerdem zeigen die Daten der Neutronenkleinwinkel-

streuung, daß die Ausscheidungen nicht statistisch im Kupferkristall verteilt sind, sondern eine anisotrope Anordnung besitzen.

Mit dem angegebenen Modell lassen sich die von anderen Autoren mit verschiedenen Untersuchungsmethoden gewonnenen Ergebnisse zwanglos erklären.

- Aus der Nachwirkung der Remanenz [55] werden Linearabmessungen der Teilchen bestimmt. Zugrundegelegt wird einmal nur Kristallanisotropie und einmal nur uniaxiale Formanisotropie mit $m = 1.03$. Es ergeben sich Teilchenradien, die in beiden Fällen verschieden sind von direkt aus Neutronenkleinwinkelstreudaten gemessenen. Bei einer Auswertung mit Kristallanisotropie und kubischer Formanisotropie entsprechend unserem Modell verschwindet der Unterschied.
- Detaillierte Untersuchungen mit der ferromagnetischen Resonanz [5] an Kobalt in Kupfer zeigen, daß die Symmetrieachsen der Ausscheidungen parallel zu den $[100]$ - Richtungen liegen. Diese Ergebnisse stimmen mit unserem Modell überein.
- Ein spezielles Neutronenstreuexperiment [2] kann mit einer uniaxialen Anisotropie, die in $[111]$ dominant ist, gedeutet werden. Dieses Ergebnis kann man mit der kubischen Formanisotropie verstehen.

A n h a n g :

Ausscheidungen mit Radius $R[\text{\AA}]$		25	50	100	125	150	200
1	thermische Energie [eV] 27 kT (t=100 sec) 22.5 kT (t=1 sec) T = 300 K			0.7 0.58			
2	Kristallanisotropie: $ \Delta E_K $ $\frac{1}{12} K_d V$ [eV]	0.003	0.02	0.16	0.32	0.55	1.31
3	Formanisotropie: $ \Delta E_l $ m = $\begin{cases} 1.03 \\ 1.05 \end{cases}$ [eV]	0.006 0.011	0.05 0.09	0.38 0.71	0.75 1.39	1.29 2.4	3.06 5.69
4	Spannungsanisotropie: $ \Delta E_\sigma $ [eV]	0.0004	0.003	0.02	0.05	0.08	0.19
5	Dipol-Dipol Wechselwirkung : $ \Delta E_{DD} $ [eV]	0.0012	0.009	0.06	0.12	0.22	0.54
6	Feldenergie: $\begin{cases} 1 \text{ Oe} \\ 10^3 \text{ Oe} \end{cases}$ bei $H =$ [eV]	$5 \cdot 10^{-5}$ 0.05	0.0004 0.42	0.003 3.37	0.006 6.0	0.01 11.4	0.027 27
7	elastische Wechselwirkung: $ \Delta E_{ww} $ [eV]	0.13	1.04	8.35	16.3	28.1	66.7

Abb. 29 Zusammenstellung verschiedener Energieschwellen für verschiedenen Teilchenvolumina für das Ausscheidungssystem Cu - 1at% Co. Alle Daten gelten für T = 300 K. Nähere Erläuterungen auf den nächsten beiden Seiten.

Erklärungen zu Abb. 29

- 1 Die Energieschwelle KV nach Gl.(13) und (15) für spm Verhalten.

Mit $t = 100 \text{ sec}$ und $T = 300 \text{ K}$ ist nach Gl.(16)

$$\Delta E = 27 \cdot kT = 0.7 \text{ [ev]}.$$

- 2 Die Energieschwelle für Kristallanisotropie nach Gl.(2), (3), (4) und (5) ist gegeben durch

$$\Delta E_K = \frac{1}{12} |K_1| V ;$$

$$\Delta E_K = 3.9 \cdot 10^{22} \text{ [eV/m}^3] \cdot V , \text{ für } T = 300 \text{ K};$$

$$\Delta E_K = 5.7 \cdot 10^{21} \text{ [eV/m}^3] \cdot V , \text{ für } T = 900 \text{ K}.$$

- 3 Die Energieschwelle für Formanisotropie nach Gl.(7) und den Werten der Abb.30 für ein Rotationsellipsoid mit $a > b = c$, $m = a/b$ ist gegeben durch:

$$\Delta E_1 = K_F \cdot V = \frac{1}{2} \mu_s M_s^2 \Delta N \cdot V ;$$

$$\Delta E_1 = 0.6 \cdot 10^{24} \text{ [eV/m}^3] \Delta N \cdot V , \text{ für } T = 300 \text{ K};$$

$$\Delta E_1 = 4.8 \cdot 10^{24} \text{ [eV/m}^3] \Delta N \cdot V , \text{ für } T = 900 \text{ K}.$$

Die Werte ΔN für verschiedene m sind in Abb.30 angegeben.

- 4 Die Energieschwelle für Spannungsanisotropie nach Gl.(11) und (11a) ist gegeben mit

$$\lambda_s = \pm 2 \cdot 10^{-5} \text{ und } \zeta = \zeta_0 (T=300 \text{ K}) = 3 \cdot 10^7 \text{ [W}_s/\text{m}^3]$$

durch

$$|\Delta E_G| = 5.6 \cdot 10^{21} \text{ [eV/m}^3] \cdot V.$$

- 5 Die Energieschwelle der Dipol-Dipol-Wechselwirkung nach Gl. (12a) für zwei Teilchen im Feld $H = 0$, im mittleren Abstand r mit Volumen V der Ausscheidung und Packungsdichte $p = 0.005$ ist gegeben durch

$$|\Delta E_{DD}| = 3 \frac{\epsilon^2}{4\pi} M_s^2 \frac{V^2}{r^3} ;$$

$$|\Delta E_{DD}| = 3.12 \cdot 10^{24} \left[\text{eV/m}^3 \right] \frac{V^2}{r^3} , \text{ für } T = 300 \text{ K} ;$$

$$|\Delta E_{DD}| = 2.27 \cdot 10^{24} \left[\text{eV/m}^3 \right] \frac{V^2}{r^3} , \text{ für } T = 900 \text{ K} .$$

- 6 Feldenergie des Teilchens nach Gl. (12a) für $H=79,6 \text{ A/m} = 1 \text{ Oe}$ und dem Wert für $M_s(300 \text{ K})$ aus Abb.30 ist gegeben durch

$$|\Delta E_H| = \epsilon \cdot H \cdot M_s \cdot V ;$$

$$|\Delta E_H| = 8.05 \cdot 10^{20} \left[\text{eV/m}^3 \right] .$$

- 7 Elastische Wechselwirkungsenergie.

Der graphischen Darstellung der Berechnungen nach Dederichs und Pollmann [51] entnimmt man die maximale Energiedifferenz als Ordinatenwerte L in $[100]$ - und L in $[111]$ -Richtung. Für $\Delta v^a = \Delta v^b$ ergibt sich

$$|\Delta E_{ww}| = \frac{\Delta v^a \Delta v^b}{r^3} \cdot 1.95 \cdot 10^{10} \left[\text{Ws/m}^3 \right] = 1.21 \cdot 10^{29} \left[\text{eV/m}^3 \right] ,$$

wobei ist:

r = Abstand der Ausscheidungen,

$$\Delta v^a = 3 \frac{\Delta a'}{a'} v_c n ,$$

n = Anzahl der Atome in der Ausscheidung

v_c = Atomvolumen und

$\Delta a'/a'$ = relative Gitteränderung.

Abb. 30 : Probendaten

Kristallanisotropie [16,17] für kfz Co :

$$K_1(T = 300 \text{ K}) = - 7.5 \cdot 10^4 \text{ [Ws/m}^3\text{]}$$

$$K_1(T = 900 \text{ K}) = - 1.1 \cdot 10^4 \text{ [Ws/m}^3\text{]}$$

Entmagnetisierungsfaktor $\Delta N = (N_b - N_a)$ eines Rotationsellipsoids mit

$$a > b = c, m = a/b \quad [8,7] :$$

$$m = 1.03 \quad : \quad \Delta N = 0.014$$

$$m = 1.05 \quad : \quad \Delta N = 0.026$$

$$m = 1.1 \quad : \quad \Delta N = 0.044.$$

Sättigungsmagnetisierung von Cu-10at% Co [18,7] :

$$M_s(T = 0 \text{ K}) = 1.43 \cdot 10^6 \text{ [A/m]},$$

$$M_s(T = 300 \text{ K}) = 1.29 \cdot 10^6 \text{ [A/m]},$$

$$M_s(T = 900 \text{ K}) = 1.1 \cdot 10^6 \text{ [A/m]}.$$

Austauschenergiekonstante von hcp Co : $A = 1.03 \cdot 10^{-11} \text{ [Ws/m]}$

Gitterkonstante (300 K) [42] :

$$\text{kfz Kupfer } a' = 3.615 \text{ [Å]},$$

$$\text{kfz Kobalt } a' = 3.552 \text{ [Å]}.$$

Elastische Konstanten [50] :

Kupfer Elastizitätsmodul in $10^{10} \text{ [N/m}^2\text{]}$

	c_{11}	c_{12}	c_{44}
T = 300 K	16,9	12,2	7,5
T = 900 K	14,5	11,2	5,8

Abb.30 Probendaten / - Fortsetzung -

$$\frac{\Delta a'}{a'} \text{ (Kobalt in Kupfer) } = - 1.99 \times 10^{-2} \text{ je \% Kobaltatom [61] ,}$$

$$\frac{\Delta a'}{a'} \text{ (Leerstelle in Kupfer) } = - 0.67 \times 10^{-3} \text{ je \% Leerstelle [62] .}$$

Kohärente Streulängen:

$$b_{\text{coh}}^{\text{Cu}} = 7.63 \pm 0.004 \times 10^{-13} [\text{cm}] \quad [58] ,$$

$$b_{\text{coh}}^{\text{Co}} = 2.78 \pm 0.004 \times 10^{-13} [\text{cm}] \quad [58] ,$$

$$\Delta \rho^2 = \left[\frac{b_{\text{coh}}}{V_{\text{C}}} (\text{Co}) - \frac{b_{\text{coh}}}{V_{\text{C}}} (\text{Cu}) \right]^2 = 2.04 \times 10^{21} [\text{cm}^{-4}] ,$$

wobei V_{C} das Atomvolumen darstellt.

Inkohärenter Streuquerschnitt:

$$\sigma_{\text{inc}}^{\text{Cu}} = 0.58 \pm 0.009 [\text{barn}] \quad [58] ,$$

$$\sigma_{\text{inc}}^{\text{Co}} = 5.04 \pm 0.008 [\text{barn}] \quad [58] .$$

Proben- Nummer	Glüh- dauer [h]	Glüh- richtung	Meß- richtung	H_c	M_R	Kernstreuung		Mag. Streuung	
				[Oe]	rel. E	R_g [Å]	Vorwärts- streuung [10 ⁴ w.E.]	R_g [Å]	Vorwärts- streuung [10 ⁴ w.E.]
				[+3]	[+5]	[+1]		[+1]	
019	20	[011]	[011]	35	36	105	1.71	105	1.51
			[111]	30	35	105	1.80	104	1.50
			[100]	15	21	108.5	1.95	107.5	1.50
			[111]	35	35	105	1.79	103.5	1.25
021	20	[111]	[011]	10	15	103	1.79	100.5	1.15
			[111]	25	23	103.5	1.81	102	1.38
			[100]	20	30	109.5	1.99	107	1.50
			[111]	20	23	103.5	1.83	101.5	1.36
022	20	[100]	[011]	5	5	101	1.33	92.5	0.92
			[111]	20	25	100	1.36	94.5	0.95
			[100]	65	42	106.5	1.42	103.5	1.10
			[111]	30	25	100	1.35	98	1.01
013	40	[011]	[011]	45	43	126	3.05	120	2.05
			[111]	38	29	124	3.13	120	2.20
			[100]	5	14	129.5	3.54	121.5	2.29
			[111]	35	32	125.5	3.41	120.5	2.27
014	40	[111]	[011]	15	14	110.5	2.07	107	1.33
			[111]	17	18	110.5	2.17	108.5	1.49
			[100]	15	14	114.5	2.30	111	1.50
			[111]	25	21	110.5	2.17	107	1.46
023	40	[011]	[011]	55	34	135.5	3.16	132	2.38
			[111]	50	31	134	3.30	130.5	2.38
			[100]	25	11	136	3.48	131.5	2.58
			[111]	50	20	134.5	3.30	130	2.28
024	40	[111]	[011]	20	20	123	2.64	120	1.95
			[111]	25	26	123	2.70	119.5	1.91
			[100]	20	23	127.5	2.88	123.5	2.05
			[111]	20	20	123	2.71	119.5	1.92
025	40	[100]	[011]	0	0	106	2.06	104.5	1.59
			[111]	20	25	107	2.11	105.5	1.64
			[100]	90	43	114.5	2.25	113	1.74
			[111]	30	31	108	2.12	106.5	1.64
027	40		[011]	10		107.5	2.02	110.5	1.50
			[111]	15		107	2.03	111.5	1.54
			[100]	10		112	2.19	114.5	1.53
			[111]	10		109.5	1.99	107	1.36

Abb.31 Magnetische und Neutronenstreudaten bei Raumtemperatur für unterschiedliche Glühdauer, unterschiedliche Glührichtung im Magnetfeld bei $H = 1.15 \times 10^6$ A/m in verschiedenen Meßrichtungen. Aus dem Streumassenradius R_g bestimmt man den Teilchenradius R und den maximalen Radius $R_{\max}$ zu $R = 1.29 R_g$ und $R_{\max} = 1.5 R_g$. (vgl. Seite 57). Die Vorwärtsstreuung ist in willkürlichen Einheiten angegeben.

Literaturverzeichnis

- [1] Néel, L.: R.C.Acad. Sci., Paris, 225, 109 (1947)
- [2] Ernst, M., Schelten, J. and Schmatz, W.: Phys.Stat.Sol. (a), 7, 469 (1971)
- [3] Phillips, V.A.: Trans.AIME 230, 967 (1964)
- [4] Ernst, M., Schelten, J. and Schmatz, W.: Phys.Stat.Sol. (a), 7, 477 (1971)
- [5] Gärtner, P.: Staatsexamensarbeit, Sektion Physik d.Univ.München (1973)
Ltg. E.Biller
- [6] Kneller, E.: Handbuch der Physik, Bd.18/II Springer 1966, S.438-552
- [7] Kneller, E.: Ferromagnetismus, 1962
- [8] Osborn, J.A.: Phys.Rev., 67, 35 (1945)
- [9] Stoner, E.C. and Wohlfahrt, E.P.: Phil.Trans.Roy.Soc. London A 240, 599 (1949)
- [10] Frei, E.H., Shtrikman, S. and Treves, D.: Phys.Rev., 106, 446, (1957)
- [11] Brown jr., W.F.: Phys.Rev., 105, 1479 (1957)
- [12] Aharoni, A. and Shtrikman, S.: Phys.Rev., 109, 1522 (1958)
- [13] Brown jr., W.F.: Rev.Mod.Phys., 17, 15 (1945)
- [14] Shtrikman, S. and Treves, D.: J.Appl.Phys., 31, Suppl.72 S (1960)
- [15] Wohlfahrt, E.P.: Permanent magnetic materials in "Magnetism" (G.T.Rado and H.Suhl eds) Vol.III, Chap.8, Academic Press, New York (1963)
- [16] Bean, C.P., Livingston, J.D., Rodbell, D.S.: J.Phys.et Rad., 20, 298 (1959)
- [17] Landolt - Börnstein: Magnet.Eigenschaften I., Bd.II, Teil 9, Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer (1962)

- [18] Crangle, J.: Phil. Mag., 46, 499 (1955)
- [19] Hartmann, K.-G.: Z. Metallkunde, 62, 736 (1971)
- [20] Jacobs, I. S. and Bean, C. P.: Phys. Rev., 100, 1060 (1955)
- [21] Wohlfahrt, E. P.: Proc. Roy. Soc. (London), A 232, 208 (1955)
- [22] Johnson, E. D. and Brown jr., W. F.: J. App. Phys., 32, Suppl. 243 S, (1961)
- [23] Gans, R.: Ann. Physik, 15, 28 (1932)
- [24] Bean, C. P.: J. App. Phys., 26, 1381 (1955)
- [25] Wohlfahrt, E. P.: Research (London), 7 S 18 (1954)
- [26] Shtrikman, S. and Wohlfahrt, E. P.: J. Appl. Phys., 32, Suppl. 241 S (1961)
- [27] Gerlach, W. in: Probleme der Techn. Magnetisierungskurve, Hrsg. R. Becker, S. 141 ff, Berlin, Springer (1938)
- [28] Kneller, E. und Luborsky, F. E.: J. Appl. Phys., 34, 656 (1963)
- [29] Schelten, J., Schmatz, W.: Kleinwinkelstreuung am Forschungsreaktor FRJ-2. Sonderdruck der Kernforschungsanlage Jülich (1975)
- [30] Schmatz, W., Springer, T., Schelten, J., Ibel, K.: J. Appl. Cryst., 7, 96 (1974)
- [31] Schmatz, W.: In Treatise on Materials Science and Technology 2. Edited by H. Herman, pp. 105-223. New York Academic Press (1973)
- [32] Schelten, J.: Kerntechnik, 14, 86 (1972)
- [33] Guinier, A.: X-Ray Diffraction, San Francisco: W. H. Freeman (1963)
- [34] Guinier, A., Fournet, G.: Small angle Scattering of X-Rays. New York: John Wiley (1955)

- [35] Marshall, W. and Lovesey, S.W.: Theory of Thermal Neutron Scattering, Ed. by W. Marshall and P.H. Wilkinson, Oxford: Clarendon Press (1971)
- [36] Gurevich, I.I., Tarasov, L.V.: Low-Energy Neutron Physics; Translation. Edited by R.I. Sharp and S. Chromet, Amsterdam: North Holland (1968)
- [37] Kittel, C.: Einf. in die Festkörperphysik, 2. Auflage, R. Oldenbourg Verlag München, Wien (1969)
- [38] Livingston, J.D.: Trans. AIME, 215, 566 (1959)
- [39] Knappwost, A.: Z. phys. Chemie NF, 12, 566 (1959)
- [40] Tammann, G., Oelsen, W.: Z. anorg. Chemie, 186, 260 (1930)
- [41] Klement jr., W. Trans AIME, 227, 965 (1963)
- [42] Hansen, M., Anderko, K.: Constitution of Binary Alloys McGraw Hill Book Co., New York, (1958)
- [43] Mitui, T.: J. Phys. Soc. Japan, 13, 549 (1958)
- [44] Krop K., Kozlowski, L., Mizia, J. and Frigid, H.: Acta Phys. Pol., 35, 391 (1968)
- [45] Krop, K., Mizia, J.: Acta Phys. Pol., 34, 347 (1968)
- [46] Kozlowski, L., Krop, K.: Z. angew. Phys., 21, 51 (1966)
- [47] Krop, K., Mizia J. and Korbel, A. Acta Met., 15, 463 (1967)
- [48] Krop, K., Korecki, J., Zukrowski, J. and Karás, W.: Ing. J. Magnetism., 6, 19 (1974)
- [49] Figiel, H.: Phys. Letters, 53 A, 25 (1975)
- [50] Landolt - Börnstein Gruppe III, Kristall und Festkörperphysik, Bd. 2, (Springer-Verlag 1969)
- [51] Dederichs, P.H. und Pollmann, I. Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 836 (1972)

- [52] Geisler, A.H.: Trans.Amer.Soc.Mat., 43, 70, (1951)
- [53] Rodbell, D.S.: J.Appl.Phys., 29, 311 (1958)
- [54] Berghout, C.W.: J.Phys.Chem.Solids, 24, 507 (1963)
- [55] Steigenberger, N.: Dipl.-Arbeit, Sekt.Physik, Univ. München (1971), Leitung K.Stierstadt
- [56] Becker, J.J.: Trans.AIME, 218, 130 (1958)
- 57 Phillips, V.A.: Trans.AIME, 230, 967 (1964)
- [58] Koester, L.: wird veröffentlicht in Springer Tracts on Modern Physics (1976)
- [59] Bean, C.P., Livingston, J.D., Rodbell, D.S.: J.Phys.et Rad., 20, 298 (1959)
- [60] Bean, C.P., Livingston, J.D., Rodbell, D.S.: Acta Met., 5, 682 (1957)
- [61] Schmatz, W.: Institut für Festkörperphysik der Kernforschungsanlage Jülich (1976) (priv.Mitt.)
- [62] Haubold, G.: Institut für Festkörperphysik der Kernforschungsanlage Jülich (1976) (priv.Mitt.)
- [63] Hornbogen, E.: Z.Metallkunde, 56, 133 (1965)
- [64] Kneller, W., Wolff, M. and Egger, E.: J.Appl.Phys., 37, 1838 (1966)
- [66] Néel, L.: Compt.Rend., 224, 1550 (1947)
- [67] Weil, L.: J.Phys.Rad., 12, 520 (1951)
- [68] Brown jr., W.F.: J.Appl.Phys., 30 S, 130 S (1959)
- [69] Jordan, A.G.: Intern.I.Magnetism., 2, 123 (1972)

- [71] Knappwost, A.: Z.phys.Chemie NF, 12, 30 (1957)
- [72] Johnson, C.E., Brown jr., W.F.: "Conf. on Magnetism and Magnetic Materials", New York (1960), Nr.93

Herrn Prof.Dr.K.Stierstadt danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit, für die verständnisvolle Unterstützung bei ihrer Durchführung und für wertvolle Diskussionen.

Herrn Prof.Dr.W.Schmatz, der zur Konzeption dieser Arbeit beitrug, und an dessen Institut, für Neutronenstreuung der Kernforschungsanlage Jülich ein Teil der Arbeit durchgeführt wurde, bin ich für das wohlwollende Interesse am Fortgang der Arbeit und für die freundliche Aufnahme in seinem Institut dankbar.

Herrn Dr.habil.J.Schelten, Kernforschungsanlage Jülich, gilt mein besonderer Dank für die gute experimentelle Betreuung sowie für die zahlreichen und fruchtbaren Diskussionen.

Herrn Dr.P.H. Dederichs, Kernforschungsanlage Jülich, danke ich für klärende Diskussionen.

Herrn Prof.Dr.J.Brandmüller danke ich für sein Interesse und seine Anregung bei der Notation.

Herrn Prof.Dr.R.Sizmann danke ich für sein förderndes Interesse.

Herrn Dr.habil.E.Biller danke ich für wertvolle Diskussionen.

Den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Prof.Dr.K.Stierstadt, den Angehörigen der Sektion Physik sowie den Mitarbeitern des Instituts Prof.Dr.W.Schmatz danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Die Kernforschungsanlage Jülich stellte freundlicherweise einen Magneten zur Verfügung.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat diese Arbeit finanziell unterstützt, wofür ich dankbar bin.

LEBENS LAUF

Geburt: 21.9.1939 in München

Eltern: Edmund Abersfelder, Betriebsinspektor
Maria Abersfelder, geb. Streber,
Masseuse

Heirat: Mai 1970

Ausbildung: Reifeprüfung 1961 am Ludwigsgymnasium
in München;
Physik-Studium an der Universität
München. Diplomarbeit Jan. 1969 bis
Dez. 1971 unter Leitung von Herrn Prof.
Dr. P. Wellmann, Institut für Astronomie
und Astrophysik, über "Methoden
der differentiellen Wachstumskurven";
Diplomhauptprüfung in Physik am
1. Februar 1972;
Studium der Wirtschaftswissenschaften
an der Technischen Universität
München von Okt. 1972 bis Februar 1975.
Diplomarbeit unter Leitung von Herrn
Prof. Dr. K. Müller über "Mathematische
und statistische Methoden bei der
Fertigung".
Diplomprüfung in den Wirtschaftswiss.
am 30. Mai 1975.

Beruf: 1.4.1972 - 31.12.1976 Wissenschaft-
licher Angestellter an der Sektion
Physik der Universität München.
In dieser Zeit wurde die vorgelegte
Dissertation unter Leitung von
Herrn Prof. Dr. K. Stierstadt ange-
fertigt.

difo-druck · 8600 bamberg
untere königstraße 30